

H. FASSBENDER

## Anwendung der Radioisotope in der Technik

DK 539.16.004.1:62

Es ist bekannt, daß die Radioisotope in der Medizin, sowohl auf dem Gebiet der Diagnostik, der Therapie als auch der Forschung besonders im Ausland, aber auch in Deutschland, in weitem Umfang angewandt werden. Ebenso finden die radioaktiven Methoden in der Chemie immer mehr Eingang. Das gleiche gilt für die Benutzung der Radioisotope in der Technik, über die nachstehend ein Überblick gegeben wird.

## 1. Zerstörungsfreie Materialprüfung mit Gammastrahlen [1] [2]

1929 begannen die Versuche, Gammastrahlen an Stelle von Röntgenstrahlen für die Werkstoffprüfung zu verwenden. Man sah sich dazu veranlaßt, weil bei der damaligen oberen Spannungsgrenze der Röntgenapparate von 200 kV auch bei empfindlichen Filmen und hochverstärkenden Folien hinter 80 mm Stahl sich Aufnahmezeiten ergaben, die wirtschaftlich nicht tragbar waren. Als Quelle der Gammastrahlen verwendete man zunächst Radium-, Radon- und Mesotorpräparate, deren Preis noch sehr hoch lag. Die Präparate hatten eine Aktivität von etwa 500 mg Radium-Äquivalent. Die Aufnahmezeiten erstreckten sich auf viele Stunden und sogar Tage. Da eine Wartung solcher Anordnungen nicht notwendig ist, waren diese langen Zeiten insoweit zunächst tragbar. Im Interesse eines schnelleren Werkstückdurchlaufs versuchte man aber, diese Zeiten abzukürzen, indem man vorerst auf dem Röntgengerät zu höheren Spannungen 300 kV, 400 kV, 500 kV, 1 MV und 2 MV überging. Schließlich standen Elektronenschleudern für 10 und 20 MeV zur Verfügung, die den Härtebereich der radioaktiven Strahlen übertrafen. Durch diese Entwicklung schien die Gammadurchstrahlung bedeutungslos geworden zu sein. Infolge der Bereitstellung der künstlichen Radioisotope, die in Uranbrennern erzeugt werden, änderte sich die Lage, da deren Preis ziemlich niedrig liegt und Aktivitäten erzeugt werden können, die ein Vielfaches der bei natürlich radioaktiven Substanzen gewohnten Werte darstellen.

Aber auch die natürlichen Radioisotope, das Radium und das Radon, fallen heute im modernen Uranreaktor in ganz anderen Mengen an. Früher war das Radium das Hauptprodukt, und das Uran wanderte als Nebenprodukt auf die Halde. Heute ist das Radium ein Nebenprodukt bei der Aufbereitung des Urans, das bei der Erzeugung von Atomenergie in sehr großen Mengen gebraucht wird.

Gegenwärtig kann man sagen, daß beide Methoden bei der Materialprüfung ihre Existenzberechtigung haben, sowohl die Verwendung von Röntgengeneratoren als auch die Benutzung von Gammastrahlern.

Im Gegensatz zu den natürlich radioaktiven Elementen schwankt bei künstlich radioaktiven Substanzen die spezifische Aktivität in weiten Grenzen. Die bei der Bestrahlung im Uranbrenner erreichte spezifische Aktivität des bestrahlten Stoffes hängt von der Stärke des Neutronenflusses und von der Dauer der Bestrahlung ab.

Für die Anwendbarkeit von Radioisotopen sind im wesentlichen folgende Größen entscheidend:

1. das Gammaspektrum und
2. die Halbwertszeit (diejenige Zeitspanne, während deren jeweils die Hälfte des Ausgangsmaterials zerfallen ist).

Besonders geeignet für die Materialprüfung sind die in der nachfolgenden Tab. I zusammengestellten Radioisotope. Die Iridium-, Tantal- und Kobaltpräparate werden in Harwell noch vor ihrer Aktivierung in kleine Zylinderfassungen aus einer Aluminiumlegierung gefaßt, die durch die Bestrahlung nicht radioaktiv wird. Die Kapseln haben einen Stiel, der zum Etikettieren dient. Die zylindrischen Präparate werden von Harwell mit folgenden Dimensionen geliefert:

Höhe [mm]	Durchmesser [mm]	Volumen [mm <sup>3</sup> ]
6	6	170
4	4	50,3
2	2	6,3

Die einfachste Methode der Materialprüfung ist die Durchleuchtung. Um scharfe Bilder zu bekommen, muß das radioaktive Material möglichst punktförmig sein. Bei natürlich radioaktiven Materialien ist das wegen ihrer geringen spezifischen Aktivität nicht zu erreichen. Außerdem haben diese Stoffe eine zu harte Strahlung. Kobalt 60 ist aus den gleichen Gründen für die Durchleuchtung nicht in allen Fällen geeignet. Das Problem der Durchleuchtung mit natürlichen und künstlichen Radioisotopen ist noch nicht hinreichend gelöst.

Tab. I. Daten einiger für die Materialprüfung geeigneter Radioisotope (die angegebenen Zahlenwerte gelten für von Harwell beziehbare Isotope)

Element	Symbol	Halbwertszeit	Energie der Gammastrahlen u. a. [MeV]	Aktivität pro mm <sup>3</sup> nach einer Bestrahlungszeit von 4 Wochen
Iridium	192 77 Ir	74 d	0,606 (8%)	13,4 mC
			0,589 (3%)	
			0,467 (28%)	
			0,315 (31%)	
			0,307 (15%)	
Tantal	182 73 Ta	120 d	0,295 (14%)	333 µC
			1,225 (57%)	
			1,189 (37%)	
			0,222 (4%)	
Kobalt	60 27 Co	5,3 a	0,152 (2%)	75,7 µC
			1,332	
			1,171	

Anwendungsgebiete: Iridium für Stahldicken von 10...60 mm. Tantal für größere Stahldicken bis 125 mm; bei geringeren Stahldicken dem Co 60 wegen der weichen Komponenten des Spektrums überlegen. Kobalt für Stahldicken von 50...150 mm



Die Aufnahmetechnik ist andererseits schon weitgehend entwickelt. Ein Hauptvorteil der fotografischen Aufnahme der zu prüfenden Werkstücke mit Gammastrahlen liegt gegenüber den Röntgenaufnahmen darin, daß man die kleinen Präparate auch in Hohlräumen der zu prüfenden Werkstücke einlagern kann.

Es gibt eine große Anzahl von Regeln für die zweckmäßige Anordnung von Strahler, Werkstück und Film, die man beobachten muß, wenn man möglichst alle Fehler erkennen will.

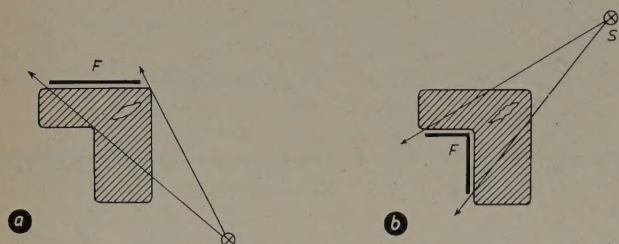


Abb. 1. Durchstrahlung eines Gußstückes in verschiedenen Richtungen. F = Film, S = Strahler. a) Film an ebener Werkstücksfläche, b) Film im Winkelraum des Werkstücks angebracht

Hier sei lediglich eine Hauptregel angegeben: Man muß kritische Stellen von komplizierten Werkstücken in verschiedenen Richtungen durchstrahlen. In Abb. 1a trifft der Strahl den Riß senkrecht, so daß der Gammastrahl nur eine kurze Strecke im Lunker zurücklegt und es deshalb sehr schwer ist, ihn in der Aufnahme zu erkennen. In Abb. 1b ist die Strahlrichtung so gewählt, daß sie mit der Richtung des Risses zusammenfällt. Man wird in einem solchen Fall den Riß auf dem Film feststellen können.

Wenn man Aufnahmen des Werkstückes in verschiedenen Richtungen macht, wird eine darunter sein, die etwa dem in Abb. 1b dargestellten Falle entspricht.

Die Belichtungsgröße für künstlich radioaktive Isotope wird heute bei uns in Deutschland in  $\text{mC} \cdot \text{h}$  angegeben. Um sich bei der Angabe dieser Größe nicht auf einen bestimmten Abstand festlegen zu müssen, wird in den USA statt des Produktes  $\text{mC}^1) \cdot \text{h}$  häufig der sogenannte Expositionsfaktor angegeben. Dieser ist durch die Formel definiert

$$EF = \frac{\text{Radium-Äquivalent in mg} \cdot \text{Belichtungszeit in min}}{(\text{Strahler-Film-Abstand in Zoll})^2}$$

Bisher wurde nur von Filmen gesprochen. Die Verwendung von Zählrohren bietet den Filmen gegenüber den Vorteil kürzerer Versuchszeiten. So erfordern die Gammastrahlenaufnahmen von Stahlgußteilen von 250 mm Wanddicke auf Lunker und Schlackeneinschlüsse bei Verwendung eines Radiumpräparats von 100 mC eine Belichtungszeit von 100 bis 200 Stunden, also eine wirtschaftlich untragbare Zeit. Bei Verwendung von Zählrohren kommt man zu wesentlich kürzeren Zeiten. Je kleiner das Zählrohr und je höher seine Empfindlichkeit, um so günstiger sind die Erfolgsaussichten. Man verwendet Strahlungsmeßgeräte in Ratemeterschaltung, d. h. Strahlungsmeßgeräte, die an Stelle des mechanischen Zählwerks ein integrierendes Zeigergerät, geeicht in Impulsen je Minute, haben. Abb. 2 zeigt beispielsweise die Anordnung bei der Untersuchung einer Radnabe mit einem Radiumpräparat und einem Zählrohr.

Häufig ist es vorteilhaft, das Werkstück zunächst mit dem Zählrohr abzutasten und nur dort, wo sich Fehler zeigen, eine Filmaufnahme zur Feststellung der Details anzuschließen.

## 2. Prüfung auf Korrosion [3]

Ein sehr wichtiges Anwendungsgebiet der Radioisotope ist die Prüfung von Korrosionsschäden, die einer direkten Betrachtung unzugänglich sind. Als Beispiel erwähnen wir die Untersuchungen von Zellstoffkochern (Abb. 3). Das sind Behälter mit einem Durchmesser von z. B. 3 m; die Stahlwände dieser Behälter sind etwa 20 mm dick, die Innenausmauerung ist etwa 150 mm stark. Bei Beschädigung der Mauerfugen kann die Schwefelsäure zur Stahlwand vordringen und dort Korrosionsfurchen und -flächen bilden. Früher mußte man, um diese Schäden zu finden, die Ausmauerung mühsam entfernen und die Innenoberfläche des Kochers auf Korrosionsschäden absuchen.

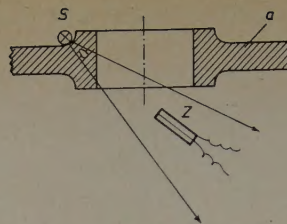
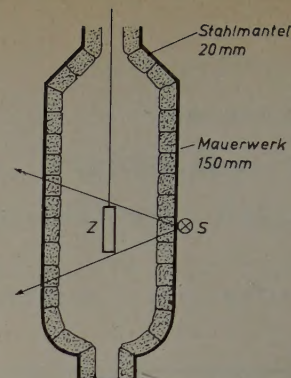


Abb. 2. Feststellen von Lunkern mit Zählrohrgerät. a = Prüfling (Radnabe), S = radioaktives Präparat, Z = Zählrohr

Abb. 3. Untersuchung eines Zellstoffkochers auf Korrosionsschäden mit dem Zählrohr. S = Strahler, Z = Zählrohr



Heute ist es lediglich notwendig, ein empfindliches Zählrohr in dem Behälter aufzuhängen und die Außenwände mit einem kräftigen Radiumpräparat abzutasten. Auch hier verwendet man als Strahlungsmeßgerät ein Ratemeter. Bei den in der Veröffentlichung [3] angegebenen Versuchen wurde ein 100-mg-Präparat verwandt. Es gelang, schmale Korrosionsfurchen von nur 3 mm Tiefe einwandfrei zu ermitteln. Breite Korrosionsnarben bis herab zu 1 mm Tiefe konnten noch festgestellt werden.

## 3. Dickenmessung bzw. Flächengewichtsmessung von Blechen, Folien, Papier usw. [4] [5]

Die wichtigste Anwendung radioaktiver Isotope in der Technik ist die laufende und berührungslose Messung des Flächengewichts während des Fertigungsprozesses. Der grundsätzliche Aufbau des Gerätes für diese Messung besteht darin, daß ein radioaktiver Strahler auf der einen Seite des zu messenden flächigen Materials angeordnet wird, während auf der anderen Seite ein Strahlungsindikator aufgebaut ist. Das bandförmige Meßgut wirkt als Absorber und schwächt die Strahlungsintensität je nach dem Flächengewicht in stärkerem oder geringerem Maße. Bis zu Flächengewichten von  $1000 \text{ g/m}^2$  verwendet man als Strahler Thallium 204, das eine maximale Energie von 0,783 MeV hat; bis  $5000 \text{ g/m}^2$  wird Strontium 90 bevorzugt. Beim Zerfall des Strontium 90 bildet sich Yttrium 90, das eine Betastrahlung mit einer maximalen Energie von 0,531 MeV aussendet. Bei hohen Flächengewichten bis zu  $23000 \text{ g/m}^2$  führt Radium zum Ziel. Um mit Radium einen weiten Meßbereich, d. h. nicht nur die hohen Flächengewichte, sondern auch dünne Bleche, erfassen zu können, nutzt man neben seiner Gammastrahlung auch seine Betastrahlung aus.

Als Strahlungsempfänger verwendet man vorzugsweise eine Ionisationskammer. Zur Anzeige des Ionisationsstroms verwenden die Tracerlab, Boston, und die L. K. B., Stockholm, Elektrometerröhren. Bei dem Gerät der General Electric wird der Ionisationsstrom durch eine von einem Motor angetriebene Blende zerhackt und der so entstehende Wechselstrom verstärkt. Bei den Geräten von Frieseke & Höpfner, Erlangen (Abb. 4), wird der Ionisationskammerstrom über einen Hochohmwiderstand geleitet und der Spannungsabfall von etwa 3 V leistungslos folgendermaßen gemessen: Der Ionisationsstrom fließt durch einen Hochohmwiderstand. Die Spannung des Hochohmwiderstands lädt einen kleinen Kondensator von etwa 50 pF auf. Die eine Platte dieses Kondensators wird mittels eines Tonfrequenz-Oszillators in mechanische Schwingungen versetzt. Dadurch entsteht am Kondensator eine Wechselspannung, die einige Prozent der zu messenden Gleichspannung beträgt. Die Wechselstromkomponente dieser Spannung wird über einen stabilen Wechselstromverstärker verstärkt und zur Gleichrichtung über einen Ausgangstransformator mit Gegentakt-Sekundärwicklung 2 Röhren zugeführt, deren Gitter synchron mit dem Schwingkondensator vom selben Oszillator gesteuert werden. Hierdurch wird erreicht, daß je nach Phasenlage zwischen der Wechselstromkomponente des Schwingkondensators und der verstärkten Wechselspannung, also je nach der Polarität der zu messenden Gleichspannung, der Ladekondensator positiv oder negativ aufgeladen wird und damit am Drehspulinstrument eine positive oder negative Spannung gemessen wird. Sie ist der Spannung am Hochohmwiderstand und damit der Flächendichte proportional. Diese Spannung wird schließlich durch eine einstellbare, gleichartige Gegenspannung kompensiert. In dem Anzeigeinstrument, dem sogenannten Abweichungsanzeiger, wird nur die Differenz zwischen der

<sup>1)</sup> 1 mC = 1 Milli-Curie = Aktivität von 1 mg Radium



Spannung am Hochohmwidderstand im Ionisationskammerstromkreis als Istwert und der Kompensationsspannung als Sollwert sichtbar gemacht.

Die Geräte werden zur berührungslosen Messung des Flächengewichts von Kunststoff-, Gummi-, Papier-, Metallbändern usw. verwendet (Abb. 5).

Um die Empfindlichkeit der Anlage zu erhöhen, verwendet man im

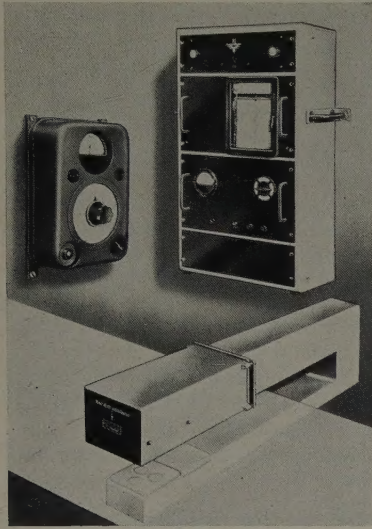


Abb. 5. Flächengewichtsmeßanlage der Friesseke & Höpfner GmbH., Erlangen-Bruck, installiert an einer Papiermaschine. In der Mitte des Bildes erkennt man den Sondenbügel, durch dessen Rachen das Papierband läuft

Abb. 4. Flächengewichtsmeßanlage der Friesseke & Höpfner GmbH., Erlangen-Bruck. Oben links: Bediengerät mit Sollwert-einstellung und Abweichungsanzeiger; oben rechts: Verstärkerschrank mit Registriergerät; unten: Sonde mit eingebauter Ionisationskammer und Thallium-Strahlern

Inneren der Ionisationskammer schwere Gase, wie Argon, und Überdruck bis zu 20 atü.

Die Luft im Rachen der Sonde, durch den das Meßband hindurchläuft, absorbiert bereits einen Teil der Betastrahlung. Ein Rachen von 30 mm Weite entspricht einem Flächengewicht von 30 g/m<sup>2</sup>. Temperatur- und Druckänderung der Luft im Rachen geben theoretisch zu Fehlern Veranlassung. Bei 40 mm Abstand zwischen Strahler und Meßkammer bedeutet 1° C Temperaturänderung eine Änderung des Meßwertes um nur 0,2 g/m<sup>2</sup>. Dies entspricht bei Aluminium einer Dicke von 0,07 µ. Der Fehler ist also vernachlässigbar klein.

Die Messung von dünnen Schichten auf Unterlagen erfolgt nach der sogenannten Rückstrahlmethode, bei der sich Strahler und Strahlungsempfänger auf der gleichen Seite des Meßbandes befinden. Der zurückgestrahlte Anteil der auffallenden Strahlung hängt von der Ordnungszahl der in dem getroffenen Stoff überwiegend vorhandenen Atome ab. Voraussetzung für eine kräftige Rückstrahlung ist, daß die Ordnungszahlen des Unterlagsmaterials und des Belags hinreichend verschieden sind.

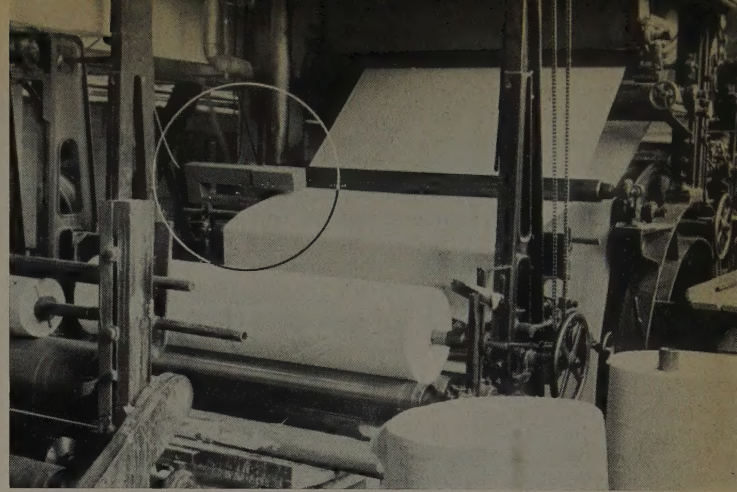
Bei dem Rückstrahlverfahren muß durch geeignete Abschirmung des Strahlers dafür gesorgt werden, daß die Strahlen nicht direkt den Strahlungsempfänger treffen können, sondern ihn nur als zurückgeworfene Strahlung erreichen.

Man kann theoretisch zeigen, daß die Intensität der Rückstrahlung grundsätzlich wesentlich geringer ist als die Intensität der durchdringenden Strahlung. Aus diesem Grunde wird man das Rückstrahlverfahren nur anwenden, wenn das Durchstrahlungsverfahren zur Lösung des jeweiligen Problems nicht geeignet ist.

#### 4. Füllstandsmessung in Behältern [6]

In Tankwagen und Großtanks will man häufig die Höhe des Flüssigkeitsspiegels bestimmen. Das kann man mittels radioaktiver Strahlung nach verschiedenen Methoden durchführen. In Abb. 6 ist auf der einen Seite im Innern des Behälters ein Gammastrahler gerade über dem Sollfüllstand angebracht. Die gegenüberliegende Seite wird außerhalb der Behälterwand von oben nach unten mit einem radioaktiven Präparat abgetastet. Der Flüssigkeitsspiegel markiert sich durch einen starken Sprung in der Anzeige. Will man den Flüssigkeitsspiegel dauernd in konstanter Höhe halten, so stellt man Präparat und Zählrohr in der Sollhöhe auf und gibt die Anzeige des Ratemeters auf ein Schaltrelais, das den Zu- und Abfluß der Flüssigkeit steuert.

Eine Flüssigkeitsschicht von 150 mm Dicke von der Dichte 1 schwächt die Gammastrahlung von Kobalt 60 oder Radium etwa auf die Hälfte.



Die Strahlungsintensitäten werden so bemessen, daß die Lebensdauer des Zählrohrs bei Dauerbetrieb mindestens 1 Jahr beträgt.

In Abb. 7 ist eine weitere Methode für die Füllstandsmessung veranschaulicht. Hier bewegt sich das in einem Schwimmer gefüllte Präparat in einem Steigrohr. Das Zählrohr Z verschiebt man so lange an der Außenwand des Behälters vertikal hin und her, bis man einen maximalen Ausschlag am Ratemeter erhält.

Eine dritte Methode ist in den Abbildungen 8 und 9 veranschaulicht. Das Präparat ist abgeschirmt. Nur ein feines Strahlenbündel dringt durch eine Öffnung der Bleiabschirmung nach oben. Ist oberhalb des Präparats Luft vorhanden, so werden nur wenig Sekundärstrahlen gebildet. In der Abb. 9 liegt der Flüssigkeitsspiegel oberhalb des Präparats. Die Gammastrahlen des Präparats werden in der Flüssigkeit stark absorbiert. Es bilden sich viele Sekundärstrahlen. Das Ratemeter schlägt infolgedessen stark aus.

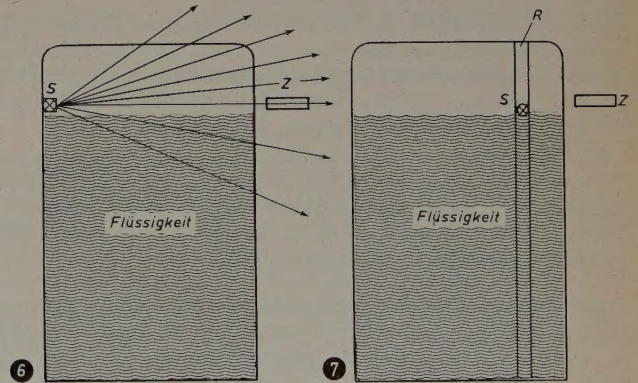


Abb. 6. Bestimmung der Füllhöhe in Behältern mittels Gamma-Präparat. S = Strahler, Z = Zählrohr

Abb. 7. Füllstandsmessung durch radioaktive Bestimmung der Höhenlage eines Schwimmers. R = Steigrohr, S = Strahler, Z = Zählrohr

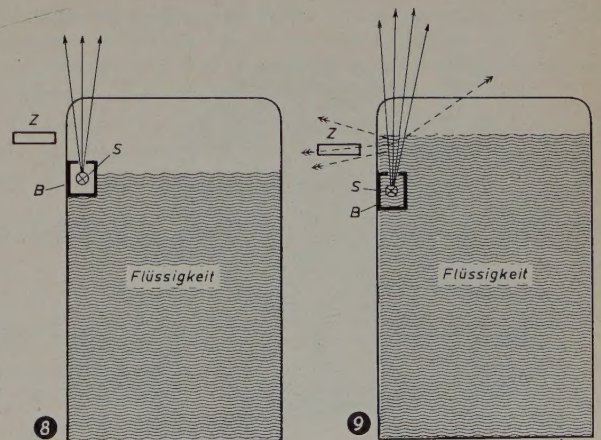


Abb. 8 und 9. Füllstandsmessung mittels Sekundärstrahlung. B = Bleiabschirmung, S = Strahler, Z = Zählrohr



Die beschriebenen Verfahren haben gegenüber der nichtradioaktiven Schwimmermethode den Vorteil, daß keine oder nur einfache Einbauten im Behälter notwendig sind und daß von allen Eigenschaften der Füllflüssigkeit nur deren Dichte die Strahlenanzeige beeinflusst. Deswegen kann die radioaktive Methode häufig angewendet werden, wenn die nichtradioaktive Schwimmermethode versagt, wie z.B. bei besonders zähen oder chemisch aggressiven Flüssigkeiten.

## 5. Messung der Schneehöhe

Viele Probleme des praktischen Lebens lassen sich mit radioaktiven Isotopen lösen. Als Beispiel sei die Messung der Schneehöhe auf im Winter unzugänglichen Berghöhen erwähnt. Solche Messungen sind für die Energiewirtschaft bei Ausnutzung von Wasserkraften sehr wichtig.

Zur Messung montiert man dazu ein Kobalt-60-Präparat solide auf dem Erdboden. Senkrecht darüber wird in geeigneter Höhe ein Zählrohr oder eine Ionisationskammer aufgehängt. Der Strom des Anzeigeinstruments des Ratemeters kann über eine lange Fernleitung zu einem Registriergerät in der Beobachtungsstation geschickt werden. Je nach der Schneehöhe nimmt die auf den Strahlungsempfänger auffallende Strahlung ab. Die Angaben des Registrierinstruments können direkt in Schneehöhe geeicht werden. Um die Lebensdauer des Zählrohrs zu verlängern, schaltet sich die Apparatur automatisch nur in gewissen Zeitabständen ein.

## 6. Abnutzung von Metallflächen und Abrieb von Lagern [7] [8]

Um die Abnutzungsvorgänge an Metallflächen von Maschinenteilen zu untersuchen, wird eine der beiden gleitenden Flächen mit Protonen, Deuteronen oder Alphateilchen beschossen. Diese dringen nur wenige  $\mu$  in die Oberfläche ein und lösen dabei Kernprozesse aus, durch die Radioisotope entstehen. Beim Betrieb werden die radioaktiven Schichten allmählich abgerieben. Man sammelt den Abrieb und untersucht ihn quantitativ mit dem Strahlungsmeßgerät. Das beschriebene Verfahren ist ganz besonders empfindlich und erlaubt, schon sehr geringe Abriebmengen schnell festzustellen.

Der Abrieb von Lagern, Kolben usw. kann nach der gleichen Methode verfolgt werden, indem man diese Teile, wie oben beschrieben, aktiviert. Man untersucht das Schmieröl quantitativ mit dem Strahlungsmeßgerät. Die Aktivität des Öls stammt vom Abrieb der Lager, Kolben usw., zeigt also eine Abnutzung der Lager an.

Selbstverständlich kann man die gleiche Methode dazu benutzen, die Schmierfähigkeit von Ölen, z.B. in Abhängigkeit von der Temperatur, quantitativ zu untersuchen. Nimmt z.B. die Schmierfähigkeit ab, dann nimmt der Abrieb zu, d.h., das Öl nimmt mehr Abrieb auf, und die spezifische Aktivität des Öls wird größer.

## 7. Anwendung im Druckgewerbe, Feststellen von Piratenfarbe

Beim Mehrfarbendruck von Geweben wandert mitunter eine Farbe über den für sie vorgesehenen Rand des Musters in die Gebiete der Nachbarfarben hinein. Man spricht von Piratenfarbe, die ein verwaschenes Muster hervorruft.

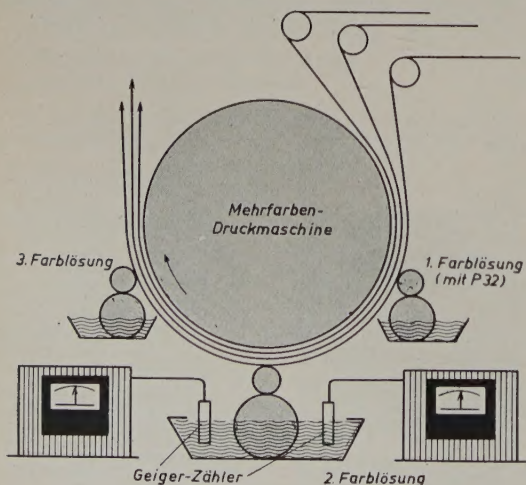


Abb. 10. Nachweis von Piratenfarbe mittels Radioisotopen. (Aus American Dyestuff Reporter, Bd. 42 (1953) Nr. 17)

Nach einem in den USA ausgearbeiteten Verfahren wird die Farbe, die man als Piratenfarbe im Verdacht hat, mit Radiophosphor signiert. Sobald nun diese Farbe in die Zone der Nachbarfarbe wandert, macht sie das Farbbad dieser Farbe radioaktiv. Ein in das Farbbad eingetauchtes Geigerrohr spricht an. Durch ein Relais wird die Druckmaschine automatisch zum Stehen gebracht, bis der Fehler behoben ist. Das Verfahren ist von großer wirtschaftlicher Bedeutung, weil Tausende von Metern Stoff vor fehlerhafter Einfärbung durch automatisches Stoppen der Druckmaschine bewahrt bleiben (Abb. 10).

## 8. Radioaktive Methoden in der Wasserwirtschaft [9]

Die Klärwirkung von Absetzbecken ist in erster Linie eine Funktion der Absetzzeit, d.h. der Durchflußgeschwindigkeit des Wassers durch das Klärbecken. Die Bestimmung der sogenannten Durchflußkurve ist deshalb von ausschlaggebender Bedeutung für die Beurteilung des Wirkungsgrads der Kläranlage.

Die älteren Methoden: Färben und Verwendung von Salzlösungen geben keine befriedigende Lösung des Problems. Die Durchlaufzeit durch große Klärbecken läßt sich mittels radioaktiver Stoffe gut messen. Als Isotop verwendet man mit Vorzug Natrium 24, einmal weil es ungiftig ist, zweitens weil die Gammastrahlung dieses Radioisotops sehr durchdringend ist, dann vor allem, weil die Halbwertszeit von 14,8 Stunden so kurz ist, daß eine lang andauernde Verseuchung des Wassers nicht zu befürchten ist. In 6 Tagen sinkt die Aktivität des Natrium 24 infolge des natürlichen Zerfalls bis auf  $1/100$  ab. Natrium 24 wird von Harwell in der chemischen Verbindung NaCl geliefert.

Um den statistischen Fehler bei solchen Strahlungsmessungen klein zu halten, muß man die Gesamtzahl der gemessenen Teilchen groß halten. Das erreicht man durch große Dimensionen des Zählrohrs

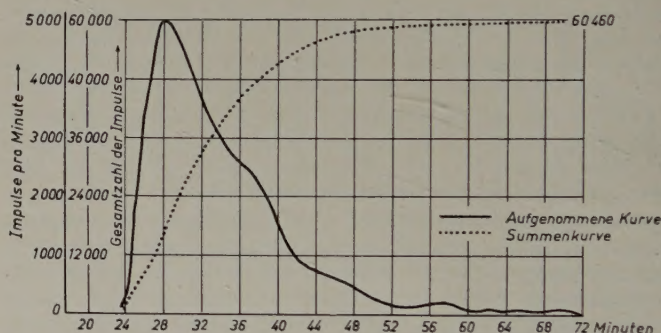


Abb. 11. Ermittlung der Durchflußzeit in Klärbecken

und lange Meßzeit. Bei den in [9] beschriebenen Versuchen wurden Zählrohre mit einer Länge von 1 m und 3 cm Durchmesser verwandt. Die Zählrohrwand bestand aus 1 mm starkem Messingblech. Die Rechnung ergibt, daß man bei einer Lösung von 10 mC in 50000 m<sup>3</sup> noch etwa 50 Imp/min erhält. Zweckmäßig taucht man die Zählrohre unter Wasser, so daß sie von allen Seiten bestrahlt werden. Die Schicht des umgebenden radioaktiven Wassers soll etwa gleich der Halbwertsdicke<sup>2)</sup> sein. Die Halbwertschicht des Wassers für die Gammastrahlung des Natrium liegt zwischen 14 und 21 cm. Eine weitere Steigerung der Schichtdicke bis zum Unendlichen ergibt nur eine Verdoppelung der Frequenz der Impulse.

Man trägt die Impulsfrequenz als Ordinate, die Zeit als Abszisse auf (Abb. 11). Um ein korrektes Bild von der Strömung zu bekommen, muß man die Abnahme der Strahlungsintensität infolge des natürlichen Zerfalls des Natrium 24 berücksichtigen. Aus der aufgenommenen Kurve zeichnet man die punktierte Summenkurve. Aus ihr kann man die sogenannte Durchflußzeit ermitteln. Weitere wichtige Daten für die Funktion des Klärbeckens können aus dem aufgenommenen Diagramm berechnet werden.

Die beschriebene Methode kann auch für andere Strömungsuntersuchungen im Wasserbau, z.B. Seeströmungen und Grundwasserströmungen, angewandt werden.

<sup>2)</sup> Schichtdicke, nach deren Durchstrahlung die Strahlungsintensität auf die Hälfte abgenommen hat



## 9. Suchen von Ölquellen und Lagerstättenforschung

Bevor das Aufsuchen neuer Ölquellen behandelt wird, soll die Untersuchung bereits bekannter Ölquellen erwähnt werden. Man signiert das Öl mit Leitisotopen. Die eingeführte Isotopenmenge wird um so mehr und um so schneller am Einführungsart abnehmen, je ausgedehnter und je ergiebiger der Ölvorrat ist. Vor allem kann man auch den Zusammenhang mit benachbarten Ölquellen feststellen.

Zum Aufsuchen von neuen Ölquellen baut man im Bohrkopf einer tiefen Bohrung einen Gammastrahler und ein Zählrohr ein. Beide sind gegeneinander so abgeschirmt, daß das Zählrohr nicht von der direkten Strahlung, sondern nur von den am Gestein des Bohrlochs reflektierten Strahlen getroffen werden kann. Die Gammareflexion ist je nach der Gesteinsart sehr verschieden. Sie ist stark im Schieferthon, mäßig im Sandstein und schwach im Kalkstein.

Baut man anstatt eines Gammastrahlers eine Neutronenquelle ein, so werden die Neutronen in wasserstoffreichen Substanzen besonders stark reflektiert. Wasser- und ölhaltige Schichten sind auf diesem Wege besonders bequem auffindbar.

Manches Nebenproblem kann man bei solchen Untersuchungen ebenfalls mittels radioaktiver Isotope lösen. So kann man z. B. in einem Bohrloch eine bestimmte interessierende Bodenschicht durch ein radioaktives Geschöß, das man an dieser Stelle in die Wand schießt, markieren, so daß man diese Stelle später jederzeit mit einem Zählrohr wieder auffinden kann.

Das Aufsuchen von Uranerzen mit dem Geigerzähler ist so allgemein bekannt, daß es nicht besonders erwähnt zu werden braucht.

## 10. Anwendung der Radioisotope in der Metallurgie, insbesondere im Eisenhüttenwesen [8]

In der Metallurgie können die Radioisotope in großem Umfang angewandt werden. Wir müssen uns auf nur wenige Beispiele beschränken:

Auf dem Gebiet der Spurenanalyse nennen wir die Feststellung von Bleiverunreinigungen in Stahl. Bereits ein Gehalt von 0,24% backt beim Festwerden des Stahls zu kleinen Klümpchen zusammen und verursacht beim Walzen eines solchen Stahls eine erhebliche Schwierigkeit, da die Walztemperatur oberhalb der Schmelztemperatur des Bleies liegt.

Die Schädlichkeitsgrenze von Blei liegt bei 0,01%. So geringe Spuren sind mit den gewöhnlichen analytischen Methoden nicht nachzuweisen. Mit der Autoradiographie können demgegenüber noch Bleigehalte von 0,004% im Stahl aufgefunden werden. Man verwendet hierzu die sogenannte Emulsionsstreifenmethode, bei der eine Emulsionsschicht mit einer Dicke von wenigen Mikron naß von der Fotoplatte abgehoben und auf die zu untersuchende Metallschicht aufgelegt wird. Man läßt diese Schicht genügend lange auf dem Objekt liegen, bis die radioaktive Strahlung der Bleispuren die Emulsionsschicht schwärzt.

Sehr wichtig sind die radioaktiven Methoden bei der Untersuchung von Diffusions- und Selbstdiffusionsvorgängen in Metallblöcken. Man legt 2 Metallblöcke, einen inaktiven und einen durch Einmischen einer Spur von Radioisotopen aktivierten Metallblock aufeinander. Zwecks inniger Berührung werden die Berührungsflächen vorher angeschliffen. Ein Teil der radioaktiven Isotope diffundiert allmählich in den inaktiven Block. Man zerlegt diesen in dünne Schichten und untersucht sie einzeln mit dem Zählrohr. Man kann so feststellen, innerhalb welcher Zeit die Radioisotope durch Diffusion in gewisse Tiefen eindringen.

Eine wichtige Frage konnte mit Radioisotopen im Eisenhüttenwesen geklärt werden, nämlich ob der mit dem Koks in den Hochofen eingebrachte Schwefel den Schwefelgehalt des Eisens im Endprodukt beeinflusst. Durch Verwendung von radioaktivem Schwefel konnte diese Frage einwandfrei negativ entschieden werden.

Viele ähnliche Beispiele könnten genannt werden. Eines sei noch erwähnt. Den Verschleiß von Hochofenwänden kann man dadurch kontrollieren, daß man an mehreren Stellen in verschiedener Wandtiefe radioaktive Kobaltperlen einlagert. Die Strahlung dieser Perlen wird laufend durch Zählrohre kontrolliert. Jedesmal, wenn die Ausmauerung so weit verschlissen ist, daß eine in bestimmter Tiefe eingelagerte Perle herunterfällt, geht die Anzeige des entsprechenden Zählrohrs sprunghaft zurück.

Die Abschätzung des für eine Untersuchung notwendigen Aufwandes an Radioisotopen ist wirtschaftlich von ausschlaggebender Bedeutung

für die Anwendung solcher Methoden. Auf diese Frage ist Rüdiger in der unter [10] angegebenen Veröffentlichung näher eingegangen.

## 11. Aktivierungsanalyse

Zum Schluß sei noch eine sehr wichtige Anwendung der Radioisotope aus der chemischen Technik erwähnt, nämlich die Aktivierungsanalyse. Dieses für qualitative und quantitative Untersuchungen geeignete Verfahren ergibt sich aus der Möglichkeit, in den meisten chemischen Elementen durch Neutronenbestrahlung radioaktive Atomarten zu erzeugen. Die diesem Verfahren zugrunde liegende kernchemische Gleichung lautet

$${}_p^mX (n, \gamma) {}_p^{m+1}X$$

Diese Gleichung besagt, daß die Atomart  ${}_p^mX$  ein Neutron aufnimmt und dabei ein Gammaquant abgibt. Bei diesem  $(n, \gamma)$ -Prozeß bleibt die Kernladungszahl unverändert. Die chemischen Eigenschaften ändern sich somit auch nicht, und die entstandene neue Atomart gehört dem betrachteten, zu analysierenden Element an. Die neuen Atomarten sind meist radioaktiv. Die entstandene Atomart und damit das Element läßt sich durch die Halbwertszeit und die Energie der ausgesandten Betastrahlung relativ leicht identifizieren. Die Größe der entstandenen Aktivität läßt auf die Menge des entstandenen Radioisotops, also auf die Menge des bestrahlten Elements schließen. Man kann nach dieser Methode auch mehrere Kernsubstanzen gleichzeitig nachweisen, wenn sie sich durch ihre Halbwertszeiten und Energien hinreichend unterscheiden. Diese Methode sei noch etwas ausführlicher behandelt.

Die Zahl  $N_a$  der bei dem  $(n, \gamma)$ -Prozeß entstehenden neuen Atomarten ist proportional

1. der Anzahl  $N$  der Neutronen einfangenden Atome des zu analysierenden Elements,
2. dem Neutronenstrom  $f$  (Zahl der Neutronen je s und je  $\text{cm}^2$ ),
3. dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  (Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der die Neutronen von dem zu aktivierenden Atomkern eingefangen werden).

Schließlich muß der radioaktive Zerfall während des Prozesses berücksichtigt werden. Man erhält die Formel

$$N_a = N \cdot f \cdot \sigma \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t})$$

Hierin bedeutet  $\lambda$  die Zerfallskonstante.

Um die neu entstehende Menge radioaktiver Atomarten zusammen mit den Spuren des Elements, aus denen sie gebildet wurden, besser handhaben zu können, verwendet man das sogenannte Trägerverfahren. Bei diesem Verfahren wird dem bestrahlten Präparat eine bekannte Menge des zu bestimmenden Elements zugesetzt. Die zugesetzte Menge soll die zu ermittelnde um 3...4 Größenordnungen übertreffen, damit die ursprünglich vorhandene Spur gegenüber der Trägermenge zu vernachlässigen ist. Hierauf wird der gesamte Träger in chemisch reiner Form abgeschieden und die gesamte Aktivität absolut gemessen. Aus ihr läßt sich dann nach obiger Formel die Zahl  $N$  und damit die gesamte Gewichtsmenge des zu analysierenden Elements ermitteln.

Eine Abart dieser Methode besteht darin, daß man ohne chemische Trennung die Kurve für die Aktivitätsabnahme mit der Zeit aufnimmt und aus ihr die Halbwertszeit der im bestrahlten Präparat vorhandenen Elemente und damit diese selbst ermittelt.

In Tabelle II ist für eine Auswahl von Elementen die Empfindlichkeit der Aktivierungsanalyse bei Verwendung der  $(n, \gamma)$ -Reaktion im Uranreaktor von Oak Ridge angegeben.

Tab. II. Empfindlichkeit der Aktivierungsanalyse bei Verwendung der  $(n, \gamma)$ -Reaktion im Uranreaktor von Oak Ridge

Element	Gebildetes Isotop	Halbwertszeit	Ausgesandte Strahlung	Nachweisempfindlichkeit für bestrahltes Element in $10^{-3}$ mg
Na	Na 24	14,8 h	$\beta, \gamma$	0,007
Mg	Mg 27	10,2 m	$\beta, \gamma$	0,6
P	P 32	14,3 d	$\beta$	0,02
S	S 35	87,1 d	$\beta$	4
Fe	Fe 59	47 d	$\beta, \gamma$	9
Ni	Ni 65	2,6 h	$\beta, \gamma$	0,03



## 12. Strahlenschutz beim Anwenden von Radioisotopen in der Technik

Hinsichtlich des Strahlenschutzes muß vor allem auf eine Tatsache besonders hingewiesen werden, die oft nicht genügend beachtet wird. Für evtl. Schädigungen ist nicht die Dosisleistung  $L$ , sondern nur die aufgenommene Dosis verantwortlich. Die Dosisleistung kann beliebig hoch sein; wenn sie nur so kurze Zeit wirkt, daß das Produkt  $L \cdot t$  genügend klein ist, so ist keine Schädigung möglich. Jede Woche kann maximal eine Dosis = 0,3 r aufgenommen werden, ohne daß nach den Londoner Empfehlungen<sup>3)</sup> eine Schädigung eintreten kann. Natürlich darf sich die Dosisleistung während der betrachteten Woche ändern. In diesem Fall darf der Wert des Integrals  $\int L \cdot dt$ , genommen über die ganze Woche, nicht größer als 0,3 r sein.

Wenn man annimmt, daß man sich während der betrachteten Woche z.B. 30 Stunden lang einer konstanten Dosisleistung aussetzt, so berechnet sich die unter diesen Bedingungen maximal zulässige Dosisleistung zu

$$L = \frac{0,3}{30} = 0,01 \text{ [r/h]} = 10 \text{ [mr/h]}$$

Wir hatten in den früheren Abschnitten immer nur von Aktivitäten gesprochen. Die Dosisleistung berechnet sich für eine bestimmte Aktivität  $A$  in einem bestimmten Abstand  $d$  nach der Formel

$$L_{\text{[r/h]}} = k \cdot \frac{A_{\text{[mCi]}}}{d_{\text{[cm]}^2}^2}$$

Hier ist  $k$  die sogenannte Dosiskonstante, die für jedes Radioisotop einen bestimmten Wert hat. Für Radium zum Beispiel ist  $k = 8,3$ .

Auf die medizinische Seite des Problems des Strahlenschutzes soll hier nicht näher eingegangen werden. Im einzelnen sei aber zum besseren Verständnis des Problems der Strahlenschädigung noch folgendes gesagt:

Man muß unterscheiden zwischen

- a) der unmittelbaren Einwirkung von Betastrahlen (Elektronen),
- b) der Einwirkung von Gammastrahlen, die ihrerseits im Gewebe Sekundärelektronen auslösen,
- c) der Strahlung inkorporierter, d.h. in das Gewebe eingedrungener Radioisotope, die sowohl Betastrahler, als auch Gammastrahler sein können.

Ganz allgemein ist zu berücksichtigen, daß Elektronen, auch hoher Quantenenergie, eine nur geringe Reichweite haben, und zwar eine

<sup>3)</sup> Nach den Internationalen Empfehlungen für Strahlenschutz, revidiert durch die Internationale Kommission für Strahlenschutz bei dem 6. Internationalen Radiologenkongreß, London, Juli 1950, die als Grundlage bei der Beurteilung von möglichen gesundheitlichen Strahlenschädigungen anerkannt sind, beträgt die gesundheitlich unbedenkliche Maximaldosis pro Woche bei Gesamtkörperbestrahlung mit durchdringender Strahlung 0,3 r (in Luft gemessen). 1 r = Strahlungsmenge, die in 1 cm<sup>3</sup> Luft bei 0° C und 760 Torr durch Ionisation die Ladung von 1 elektrostatischen Einheit erzeugt.

um so geringere, je dichter das Medium ist. Die Gammastrahlen haben demgegenüber eine große Durchdringungsfähigkeit.

Die Betastrahlung wird schon in der Haut oder dem Oberflächen-gewebe absorbiert, kann dort aber bei hohen Dosen ernste Schädigungen hervorrufen. Sie ist aber nur für die durch Kleidung ungeschützten Körperteile, insbesondere auch für die ungeschützten Augen gefährlich.

Die Gammastrahlen erzeugen im ganzen Körper mehr oder weniger gleichmäßig Sekundärelektronen.

Am gefährlichsten ist die Aufnahme von Radioisotopen durch den Mund oder durch Wunden, die sogenannte Inkorporation, besonders wenn sich Betastrahler mit hoher Halbwertszeit im Gewebe ablageren. Vorsicht ist insbesondere beim Arbeiten mit Radonpräparaten geboten, die speziell beim Einatmen gefährlich sind. Außerdem setzen sich die entstehenden Folgezerfallsprodukte des Radons an allen Stellen des Raumes fest und sind schwer wieder zu entfernen. Radium bildet bekanntlich beim Zerfall als erstes Zerfallsprodukt das gasförmige Radon (früher auch Radiumemanation genannt).

Radium- und Radonpräparate müssen deshalb in absolut luftdichten Kapseln eingeschlossen sein, und diese Kapseln müssen von Zeit zu Zeit auf ihre Luftdichtigkeit geprüft werden.

Alles in allem kann man sagen: Das Arbeiten mit Radioisotopen kann schwere gesundheitliche Schädigungen hervorrufen, aber nur bei dem, der fahrlässig arbeitet, oder bei dem, der die Gefahren nicht kennt und sich deshalb falsch verhält. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß aus dem großen und immer wachsenden Anwendungsgebiet der Radioisotope nur einige wenige Beispiele, und diese auch nur sehr kurz, behandelt werden konnten.

### Schrifttum

- [1] Müller, E. A. W.: Materialprüfung mit Gamma- und Betastrahlen. ATM V 91194—1, 91194—2, 91194—3, 91194—4
- [2] Trost, A.: Die Anwendung des Zählrohrs in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Z. VDI Bd. 85 (1941), S. 829—833
- [3] Trost, A.: Der Nachweis von Korrosionen mit dem Zählrohr. Korros. u. Metallsch. Bd. 18 (1942), S. 257—260
- [4] Bosch, J.: Berührungslose Flächengewichts- oder Dickenmessung mit Hilfe der Strahlung radioaktiver Stoffe. Werkstattstechn. u. Maschb. Bd. 43 (1953) Nr. 2, S. 66—69
- [5] Fassbender, H.: Banddickenmessung während des Fertigungsprozesses ohne Berührung des Walzgutes. Aluminium Bd. 30 (1954) Nr. 7, S. 290—297
- [6] Berthold, R., Chemie-Ing.-Techn. Bd. 23 (1951), S. 33—37 u. 65—68
- [7] Moore, A. C.: The adsorption of lubricant films, a study of radioactive tracers. Brit. J. Appl. Phys. Suppl. No. 1 (Physics of Lubrication) (1951) Nr. 7, S. 54—57
- [8] Rabinowics, E.: Investigation of surface damage using radioactive metals. Ebenda, S. 82—85
- [9] Knop: Messung der Durchlaufzeiten von Klärbecken mit Hilfe von radioaktiven Stoffen. D. Wasserwirtsch. Bd. 41 (1951) Nr. 5, S. 117—121
- [10] Rüdiger, O.: Die Anwendung kernphysikalischer Verfahren im Eisenhüttenwesen. St. u. E. Bd. 69 (1949) Nr. 19, S. 671—676

## Elektronik auf der Leipziger Messe

Der aufmerksame Besucher der am 9. 3. 1955 beendeten Leipziger Messe fand an vielen Stellen die vermehrte Anwendung elektronischer Hilfsmittel zur Lösung vielfältiger Aufgaben bestätigt. Die industrielle Elektronik hat besonders in den letzten Jahren ihre große Bedeutung für die Abwicklung einer gleichmäßigen, rationellen Fertigung bewiesen. Wie sich aus manchen Gesprächen auf der Messe ergab, legen die Betriebe in der DDR dabei besonderen Wert darauf, die elektronischen Geräte den harten Bedingungen auch rauher Betriebe anzupassen. Die für Steuerungen altbewährte Fotozelle erhielt z. B. frühzeitig mit ihrem Verstärker gußgekapselte Gehäuse. Heute ist es daher keine Seltenheit mehr, daß die ursprünglich vom Betriebstechniker als störungsempfindlichster Teil des Betriebes angesehene elektronische Steuerung langlebiger als das mechanischen Abnutzungen unterworfenen, gesteuerte Werkzeug ist. Dort, wo der Fotozellenverstärker stört, setzt man auch den Sekundärelektronen-Vervielfacher ein.

Für Motorsteuerungen werden meistens das Thyatron und das Ignitron benutzt. Vom magnetischen Verstärker wird sparsam, aber zweckentsprechend Gebrauch gemacht, und zwar meistens als Bestandteil kombinierter Regelgeräte.

Die induktive und die kapazitive HF-Erwärmung haben weiteste Verbreitung gefunden. Besonders eindrucksvoll war ein großer Gemeinschaftsstand in der Werkzeugmaschinenhalle gestaltet. Massiert wurden dort die Vorteile der induktiven Härtung an zahlreichen, praktisch vorgeführten Geräten bewiesen. Auch für die kapazitive Vorwärmung von Preßstoffen, die kapazitive Trocknung und das kapazitive Schweißen thermoplastischer Kunststoffe sind serienmäßige Ausrüstungen vorhanden. Die Ultraschall-Lötung ist nicht nur seit Jahren ein Messeausstellungsstück, sondern ist in vielen Betrieben ein anerkannter, wertvoller Helfer geworden. Für die Bearbeitung sehr harter Werkzeuge sah man neuartige elektrische Erosionsverfahren. Die Infrarot-Trocknung ist ständig mit Musterbeispielen vertreten.

Die Tendenz zur Stärkung und Verbesserung der Produktion fördert in der DDR ersichtlich den Rückgriff auf elektronische Steuerungen und Arbeitsgeräte, über die noch gesondert berichtet werden soll. Hand in Hand damit geht der Einsatz elektronischer Meßgeräte zur Überwachung der Produktionsgüte. Der Oszillograf — in vielen Ausführungen erhältlich — ist z. B. durchaus ein Bestandteil des modernen Betriebes und der Werkstatt geworden.

Jä.



Für den Zubringerdienst der ortsfesten Anlagen des beweglichen Funksprechdienstes werden Kleinfunkbrücken mit 3 Sprachkanälen eingesetzt, die im 2-m-Band arbeiten. Es gibt zwei verschiedene Ausführungsformen dieser Geräte: die HF-Kleinfunkbrücke, die mit mehreren Trägern arbeitet, und die Tf-Kleinfunkbrücke, die trägerfrequent mehrfach ausgenutzt wird. Nach kurzem Eingehen auf die Aussteuerungsverhältnisse werden die Sendespektren berechnet. Die Rechnung führt zu dem Schluß, daß die Gefahr einer Störung benachbarter Dienste bei der HF-Kleinfunkbrücke größer ist als bei der Tf-Brücke. Die Verwendung mehrerer Träger vergrößert diese Gefahr noch weiter. Infolge der flacheren Selektionskurve des Empfängers der Tf-Kleinfunkbrücke wird diese durch Nachbardienste leichter gestört als die HF-Kleinfunkbrücke. Die im 2-m-Band bevorrechtigten Funksprechdienste dürfen aber nicht gestört werden. Da außerdem die HF-Kleinfunkbrücke wegen des unvermeidlichen, verhältnismäßig hohen Klirrfaktors im Sprachkanal für die Übertragung mancher Signale nicht geeignet ist, ist der Tf-Kleinfunkbrücke der Vorzug zu geben, obgleich die HF-Brücke etwas größere Betriebssicherheit gewährleistet.

H. J. FRÜNDT

## Einsatz von Kleinfunkbrücken im 2-m-Band

Mitteilung aus dem Laboratorium der Telefunken GmbH, Berlin

DK 621.376.3:621.396.93

Der bewegliche UKW-Funksprechverkehr hat in den letzten Jahren in Deutschland eine ständig wachsende Bedeutung erlangt. Für viele Benutzer ist er zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel geworden, das in größtem Umfange eingesetzt wird. Man arbeitet meist im reinen Gegensprechbetrieb, also für Sender und Empfänger auf 2 verschiedenen festen Frequenzen. Ein solches Frequenzpaar wird im folgenden als HF-Kanal bezeichnet. Eine ortsfeste Sende/Empfangsanlage (S/E-Anlage) mit den zugehörigen Fahrzeugen nennt man ein Funksprechnetz. Infolge der großen Bedeutung dieses modernen Nachrichtenmittels ist man oft aus technischen oder organisatorischen Gründen gezwungen, 2 bis 3 Funksprechnetze parallel zu betreiben. Die ortsfesten S/E-Anlagen dieser Netze werden an einer Stelle vereinigt und an eine gemeinsame Funkleitstelle angeschlossen. Diese liegt meist in einer größeren Stadt, da die Funkgespräche vielfach in ein Drahtfernnetz weitervermittelt werden.

Zur Verbindung der Funkleitstellen mit den S/E-Anlagen werden die sogenannten Kleinfunkbrücken eingesetzt. Dies sind frequenzmodulierte Richtfunkgeräte, die im 2-m-Band arbeiten und 3 Sprachkanäle gleichzeitig zu übertragen gestatten. Das 2-m-Band, in dem in Deutschland hauptsächlich bewegliche Funkdienste betrieben werden, ist sehr stark besetzt, und deshalb hat die Deutsche Bundespost in ihrer Frequenzplanung den Abstand zwischen den einzelnen HF-Kanälen auf nur 50 kHz festgesetzt. In dieses 50-kHz-Raster sollen sich die Kleinfunkbrücken möglichst gut einfügen lassen, d. h., die Dienste auf den Nachbarkanälen dürfen praktisch nicht gestört werden, und ebenso darf die Kleinfunkbrücke durch die Nachbardienste praktisch nicht gestört werden.

### 1. Kurze Beschreibung der Geräte

Es sind 2 verschiedene Ausführungsformen von Kleinfunkbrücken möglich. Die eine Form arbeitet mit einem HF-Träger, der mit Hilfe eines Trägerfrequenzgerätes dreifach ausgenutzt wird, sie wird im folgenden kurz Tf-Kleinfunkbrücke genannt. Die andere Form arbeitet mit 3 getrennten, je einfach ausgenutzten HF-Kanälen, die in so geringem Frequenzabstand voneinander liegen, daß für alle 3 Kanäle die verfügbare Bandbreite von 50 kHz nicht überschritten wird. Diese zweite Form wird hinfort kurz HF-Kleinfunkbrücke genannt.

Für jeden einzelnen Sprachkanal soll nach CCI ein niederfrequentes Band von 0,3...3,4 kHz übertragen werden. Bei der Tf-Kleinfunkbrücke muß man mit Rücksicht auf das 50-kHz-Raster mit einer möglichst geringen trägerfrequenten Bandbreite arbeiten. Deshalb verwendet man hier ein spezielles Trägerfrequenzgerät, bei dem der erste Kanal in seiner natürlichen Lage übertragen wird. Der zweite und dritte Kanal werden mit 4 bzw. 8 kHz umgesetzt und jeweils nur das obere Seitenband benutzt. Die trägerfrequente Durchlaßbreite der Tf-Kleinfunkbrückengeräte reicht deshalb von 0,3...11,4 kHz. Der Spitzenhub beträgt  $\pm 15$  kHz. Sender und Empfänger arbeiten über eine Antennenweiche auf eine gemeinsame Richtantenne.

Die HF-Kleinfunkbrücke erfordert natürlich kein Trägerfrequenzgerät, sie benötigt statt dessen 3 Gruppen von je einem Sender und einem Empfänger, die über je eine Antennenweiche auf je eine Antenne arbeiten. Jede Gruppe überträgt einen Sprachkanal mit der Bandbreite 0,3...3,4 kHz. Der Spitzenhub ist nur  $\pm 4$  kHz, da der Abstand der einzelnen HF-Kanäle voneinander so klein sein muß, daß die verfügbare Bandbreite von 50 kHz für 3 Gesprächskanäle nicht überschritten wird. Man kann mit vernünftigen technischem Aufwand den Frequenzabstand bis auf etwa 15 kHz heruntersetzen. Ausgeführte Geräte arbeiten mit 16 kHz Abstand.

### 2. Gegenüberstellung der Sendespektren und der Empfängerselektion

Im folgenden sollen die beiden Ausführungsformen der Kleinfunkbrücke in bezug auf den Einsatz im 50-kHz-Raster des 2-m-Bandes verglichen werden. Zweifellos ist diejenige Ausführungsform die am besten geeignete, bei der gegenseitige Störungen mit Diensten im benachbarten HF-Kanal am sichersten vermieden werden. Ohne eine nähere Betrachtung kann man die Frage nicht entscheiden, ob der HF- oder der Tf-Kleinfunkbrücke in dieser Beziehung der Vorzug zu geben ist. Sehr wesentlich zur Beurteilung der Störmöglichkeiten ist neben der Selektion der Empfänger die Breite des ausgesendeten Spektrums und darin die Verteilung der Energie. Um hierüber etwas aussagen zu können, muß man zunächst die Aussteuerungsverhältnisse betrachten, da die Form des Spektrums vom Modulationsindex, d. h. vom Frequenzhub und von der Modulationsfrequenz abhängt.

#### 2.1 Aussteuerungsfragen

Wie bereits erwähnt, werden in Deutschland im 2-m-Band im wesentlichen bewegliche Funkdienste betrieben. Auf den einer Kleinfunkbrücke benachbarten HF-Kanälen wird daher normalerweise ein beweglicher Dienst arbeiten. Die Geräte hierfür müssen deshalb in den Rahmen der Betrachtungen mit einbezogen werden.

Normale Funksprechgeräte für den beweglichen Dienst müssen in Deutschland dem Pflichtenheft der Post entsprechen, das eine Hubbegrenzung verlangt, die eine Überschreitung des Spitzenhubes von  $\pm 15$  kHz unmöglich macht. Man legt den Hub für den mittleren Sprachpegel, den Kanalsendepegel, auf  $\pm 10,5$  kHz. Der Kanalsendepegel liegt also nur um 3 dB unter dem Spitzenhub. Holbrook und Dixon [1] geben an, daß für ein Einkanalssystem ohne Volumenreglung und ohne Spitzenbegrenzung die Sprachspitzen bis zu 12 dB über dem Kanalsendepegel liegen können. Infolge der Hubbegrenzung tritt also in den normalen Funksprechgeräten eine radikale Spitzenbeschränkung ein. Trotzdem leidet die Verständlichkeit der Sprache wegen ihres impulsartigen Charakters nicht merklich.

In bezug auf die Aussteuerung muß man die HF-Kleinfunkbrücke wie 3 voneinander unabhängige Einkanalgeräte betrachten. Man wird deshalb auch hier die Aussteuerungswerte der normalen Funksprechgeräte anwenden. Bei einem Spitzenhub von  $\pm 4$  kHz ergibt sich dann ein Kanalsendepegel von  $\pm 2,8$  kHz.



Ganz anders muß man die Tf-Kleinfunkbrücke betrachten. Man verwendet im Trägerfrequenzgerät aus Preisgründen normale Bauteile, wie sie in der Trägerfrequenztechnik allgemein üblich sind. Eine Volumenreglung und eine Spitzenbegrenzung sind nicht vorgesehen. Der Pegel im Einzelkanal kann, wie bereits erwähnt, nach Holbrook und Dixon [1] in der Spitze bis zu 12 dB über dem Kanalsendepegel liegen. Mit diesem Wert muß man bei der Festlegung des Frequenzhubes rechnen, obgleich er nur sehr selten erreicht und praktisch nie überschritten wird. Werte, die um 3 dB niedriger liegen, werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 1% erreicht. Dieser Wert wird weiter unten bei der Berechnung der Sendespektren für die Tf-Kleinfunkbrücke eingesetzt. Bei der HF-Brücke werden die Spitzen durch die Hubbegrenzung so stark beschnitten, daß der Maximalhub wesentlich häufiger als mit 1% Wahrscheinlichkeit erreicht wird, deshalb muß man hier das Spektrum für den Spitzenhub betrachten.

Für das Summengemisch aus 3 Kanälen wird die Spitzenaussteuerung nicht sehr viel höher als im Einzelkanal. Das liegt daran, daß die Sprachspannungen in den einzelnen Kanälen völlig unabhängig voneinander sind und die Spitzen daher praktisch nie zusammenfallen. Nach [1] liegt die Spitzenspannung des Summengemisches aus 3 Kanälen nur um 15 dB über dem Kanalsendepegel. Auch hier liegt die Grenze, die mit 1% Wahrscheinlichkeit erreicht wird, um 3 dB niedriger. Bei der Einpegelung des Hubes muß man dafür sorgen, daß der Spitzenhub nicht überschritten wird; man muß deshalb den Kanalsendepegel bei der Tf-Kleinfunkbrücke nicht um 12, sondern um 15 dB kleiner machen als den Spitzenhub. Da dieser  $\pm 15$  kHz beträgt, darf der Kanalsendepegel nur  $\pm 2,7$  kHz betragen.

## 2.2 Breite der ausgesendeten Spektren

### 2.2.1 HF-Kleinfunkbrücke und Funksprechgeräte

Es sind nun die Spektren zu berechnen. Die Gleichung für die Spannung einer mit einem Sinuston frequenzmodulierten Schwingung ist

$$e = E \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) \cos(\Omega + n\omega) t \quad (1)$$

Hierin ist die Phasenlage der Seitenbänder unberücksichtigt gelassen. Sie interessiert für unsere weiteren Betrachtungen nicht. In Gleichung (1) bedeuten  $E$  = Amplitude der Schwingung,  $J_n(m)$  = Besselfunktion erster Art,  $n$ -ter Ordnung mit dem Argument  $m$ ,  $m$  = Modulationsindex =  $\frac{\Delta F}{f} = \frac{\Delta \Omega}{\omega}$ ,  $\Delta F$  = max. Frequenzauslenkung nach einer Seite,  $\Omega = 2\pi F$  = Kreisfrequenz des Trägers,  $\omega = 2\pi f$  = Kreisfrequenz des Modulationstones.

Man sieht, daß neben dem Träger unendlich viele Seitenbänder auftreten, die um die Modulationsfrequenz und ganze Vielfache davon oberhalb und unterhalb des Trägers liegen. Ihre Amplituden werden durch den Wert der Besselfunktionen bestimmt. Diese nehmen sehr rasch auf vernachlässigbar kleine Werte ab, sobald  $n$  etwas größer ist als  $m$ . Die Werte der Funktionen kann man aus Tafeln entnehmen,

Tab. I

Besselfunktion	Normales Funksprechgerät				HF-Kleinfunkbrücke			
	Kanalsendepegel $\pm 10,5$ kHz		Spitzenhub $\pm 15$ kHz		Kanalsendepegel $\pm 2,8$ kHz		Spitzenhub $\pm 4$ kHz	
	$f=1$ kHz $m=10,5$	$f=3$ kHz $m=3,5$	$f=1$ kHz $m=15$	$f=3$ kHz $m=5$	$f=1$ kHz $m=2,8$	$f=3$ kHz $m=0,94$	$f=1$ kHz $m=4$	$f=3$ kHz $m=1,33$
$J_0$	0,025	0,37	0,01	0,18	0,18	0,81	0,40	0,62
$J_1$	0,07	0,14	0,21	0,33	0,41	0,42	0,07	0,53
$J_2$	0,21	0,45	0,04	0,05	0,48	0,10	0,37	0,19
$J_3$	0,16	0,38	0,20	0,36	0,27	0,02	0,43	0,04
$J_4$	0,12	0,21	0,12	0,39	0,11	0,002	0,28	0,01
$J_5$	0,27	0,08	0,13	0,26	0,03	—	0,13	0,002
$J_6$	0,12	0,03	0,21	0,13	0,008	—	0,05	—
$J_7$	0,12	0,007	0,03	0,05	—	—	0,02	—
$J_8$	0,28	—	0,17	0,02	—	—	0,004	—
$J_9$	0,31	—	0,22	0,006	—	—	—	—
$J_{10}$	0,25	—	0,09	—	—	—	—	—
$J_{11}$	0,16	—	0,10	—	—	—	—	—
$J_{12}$	0,09	—	0,24	—	—	—	—	—
$J_{13}$	0,04	—	0,28	—	—	—	—	—
$J_{14}$	0,02	—	0,25	—	—	—	—	—
$J_{15}$	0,01	—	0,18	—	—	—	—	—
$J_{16}$	0,003	—	0,12	—	—	—	—	—
$J_{17}$	—	—	0,07	—	—	—	—	—
$J_{18}$	—	—	0,04	—	—	—	—	—
$J_{19}$	—	—	0,02	—	—	—	—	—
$J_{20}$	—	—	0,007	—	—	—	—	—

z. B. aus [2]. Es werden alle Seitenbänder betrachtet, deren Amplitude größer ist als 1% der Amplitude des unmodulierten Trägers; die Bandbreite, die alle diese Seitenbänder enthält, wird als Breite des ausgesendeten Spektrums bezeichnet.

In der Tabelle I sind für ein normales Funksprechgerät für den beweglichen Dienst und für einen Kanal der HF-Kleinfunkbrücke die Amplituden des Trägers und der Seitenbänder angegeben für eine Modulationsfrequenz von 1 kHz und von 3 kHz, und zwar sowohl für den Kanalsendepegel als auch den Spitzenhub. Die Abb. 1 bis 8 zeigen die zugehörigen Sendespektren. Man erkennt aus ihnen und aus Tabelle I, daß das Sendespektrum bei gleichem Hub um so breiter ist, je höher die Modulationsfrequenz oder, anders ausgedrückt, je kleiner der Modulationsindex ist. Bei einer Modulationsfrequenz von 3 kHz und Spitzenhub reicht die Breite des Sendespektrums bei der HF-Kleinfunkbrücke bis zum 4. Seitenband und beim normalen Funksprechgerät bis zum 8. Seitenband auf jeder Seite des Trägers. Die größte praktisch vorkommende Breite des Spektrums ist also für das normale Funksprechgerät  $\pm 24$  kHz und für einen Kanal der HF-Kleinfunkbrücke  $\pm 12$  kHz. Bei 16 kHz Abstand der Einzelträger belegt die HF-Kleinfunkbrücke deshalb eine Bandbreite von  $\pm 28$  kHz.

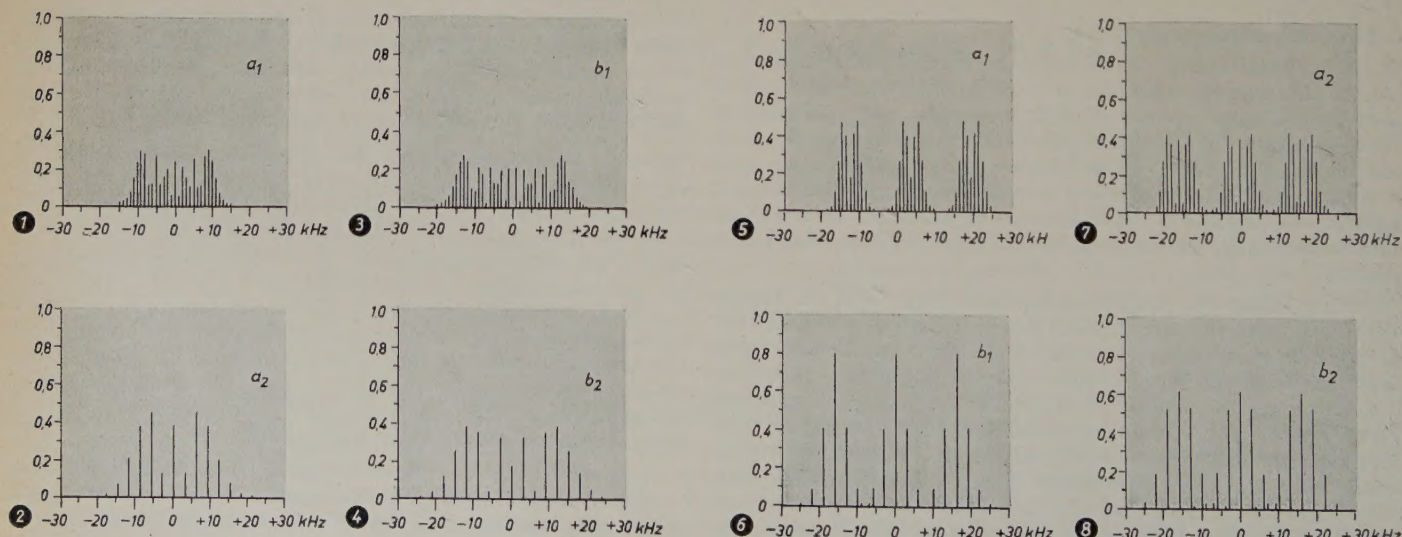


Abb. 1-8. ①  $\Delta F = \pm 10,5$  kHz,  $f = 1$  kHz; ②  $\Delta F = \pm 10,5$  kHz,  $f = 3$  kHz; ③  $\Delta F = \pm 15$  kHz,  $f = 1$  kHz; ④  $\Delta F = \pm 15$  kHz,  $f = 3$  kHz; ⑤  $\Delta F = \pm 2,8$  kHz,  $f = 1$  kHz; ⑥  $\Delta F = \pm 2,8$  kHz,  $f = 3$  kHz; ⑦  $\Delta F = \pm 4$  kHz,  $f = 1$  kHz; ⑧  $\Delta F = \pm 4$  kHz,  $f = 1$  kHz



## 2.22 Tf-Kleinfunkbrücke

Für die Tf-Kleinfunkbrücke kann man die obige Betrachtung nicht anwenden, weil das Spektrum einer frequenzmodulierten Schwingung bei gleichzeitiger Modulation mit  $k$  Tönen viel komplizierter ist, als es Gleichung (1) entspricht. Eine Berechnung dieses Spektrums hat L. J. Giacoletto [3] durchgeführt. Wir entnehmen aus seiner Arbeit die Gleichung für eine mit  $k$  Sinustönen gleichzeitig frequenzmodulierte Schwingung

$$e = E \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \sum_{n_2=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_k=-\infty}^{\infty} J_{n_1}(m_1) J_{n_2}(m_2) \dots J_{n_k}(m_k) \cdot \cos \left( \Omega + \sum_{i=1}^k n_i \omega_i \right) t \quad (2)$$

Hierbei sind wieder die Glieder ausgelassen worden, die die Phasenlage der Seitenbänder angeben. Giacoletto stellt fest, daß das Spektrum bei Frequenzmodulation mit zwei oder mehr Tönen im allgemeinen nicht mehr symmetrisch ist, wenn es dies auch in speziellen Fällen sein kann. Symmetrische Modulationsspannungen erzeugen symmetrische Spektren, während unsymmetrische Spannungen auch unsymmetrische Spektren erzeugen. Die Energieverteilung neigt dazu, sich in Übereinstimmung mit der Form der modulierenden Spannung auszubilden.

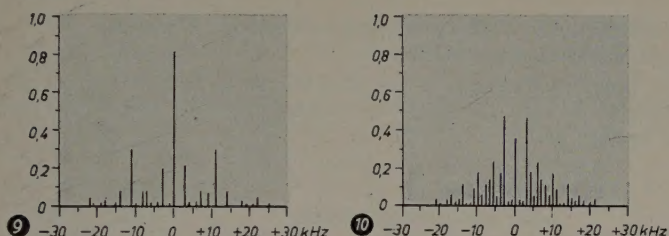


Abb. 9 und 10. ⑨  $\Delta F_{\text{Summe}} = \pm 10,6 \text{ kHz}$ ,  $f_1 = 3 \text{ kHz}$ ,  $\Delta F_1 = \pm 1,5 \text{ kHz}$ ,  $f_2 = 7 \text{ kHz}$ ,  $\Delta F_2 = \pm 1,5 \text{ kHz}$ ,  $f_3 = 11 \text{ kHz}$ ,  $\Delta F_3 = \pm 7,6 \text{ kHz}$ ; ⑩  $\Delta F_{\text{Summe}} = \pm 15 \text{ kHz}$ ,  $f_1 = 3 \text{ kHz}$ ,  $\Delta F_1 = \pm 5 \text{ kHz}$ ,  $f_2 = 7 \text{ kHz}$ ,  $\Delta F_2 = \pm 5 \text{ kHz}$ ,  $f_3 = 11 \text{ kHz}$ ,  $\Delta F_3 = \pm 5 \text{ kHz}$

Bei einem Summengemisch aus verschiedenen Sprachkanälen ist die Spannung praktisch stets unsymmetrisch. Die Unsymmetrie ändert sich aber dauernd, und über längere Zeiträume kann man auf beiden Seiten der Symmetrieachse gleich hohe Spitzen- und gleich hohe Mittelwerte erwarten. Will man die durchschnittliche Breite des Spektrums berechnen, so genügt es also, wenn man die Phasenlage der Seitenbänder unberücksichtigt läßt. Das hat nämlich zur Folge, daß man symmetrische Spektren erhält, wie sie Abb. 9 und 10 zeigen, die bei Berücksichtigung der Seitenbandphasen unsymmetrisch werden, dafür wird aber die Rechnung erheblich einfacher.

In (2) gibt der erste Teil die Amplitude der Seitenbänder an und das Argument des cos ihre Frequenz. Es sind also im Spektrum außer dem Träger Seitenbänder im Abstand der einzelnen Modulationstöne und ihrer Vielfachen vorhanden und auch solche, deren Abstand allen denkbaren Kombinationstönen aus den  $k$  Modulationsfrequenzen entspricht. Die Amplitude jedes einzelnen Seitenbandes wird angegeben durch das Produkt aus  $k$  Besselfunktionen, wobei die Ordnung der Funktion durch die Ordnung angegeben wird, mit der der zugehörige Ton im betrachteten Seitenband vorkommt.

Wir wollen für die Berechnung des Sendespektrums der Tf-Kleinfunkbrücke annehmen, daß jeder der 3 Kanäle mit einem Ton von 3 kHz moduliert ist. Nach der Umsetzung im Trägerfrequenzgerät werden dann die Frequenzen 3 kHz, 7 kHz und 11 kHz übertragen. Für den Summenhub wird der Wert betrachtet, der höchstens in 1% der Zeit überschritten wird. Dieser liegt, wie oben angegeben, um 3 dB unter dem Spitzenhub. Der Kanal 3 sei im betrachteten Moment gerade 9 dB über Kanalsendepegel moduliert. Auch dieser Wert wird, wie wir oben sahen, höchstens während 1% der Zeit überschritten. Der Rest der Aussteuerung rühre zu gleichen Anteilen von den Kanälen 1 und 2 her. Die Berechnung des Sendespektrums erfolgt mit den Werten der Tabelle II, die den obigen Annahmen entspricht. Die Werte dieser Tabelle wurden benutzt, um die Tabelle III aufzustellen, die die Berechnung der Amplituden und Frequenzen der Seitenbänder enthält. Es sind alle Seitenbänder berücksichtigt, die eine Amplitude  $\geq 1\%$  der unmodulierten Trägeramplitude besitzen. Das Spektrum ist in Abb. 9 aufgezeichnet. Man kann aus dieser Abb.

und aus Tab. III entnehmen, daß die Tf-Kleinfunkbrücke ein Spektrum mit einer Breite von  $\pm 25 \text{ kHz}$  aussendet.

Der Sicherheit halber soll auch für den Fall des Maximalhubes das Spektrum berechnet werden, um zu kontrollieren, ob seine Breite hierbei nicht erheblich größer wird. Es wird wieder angenommen, daß jeder Kanal mit 3 kHz moduliert ist. Der Hub möge sich auf alle 3 Kanäle gleichmäßig verteilen. Für diese Annahme gelten die Werte der Tabelle IV, mit deren Hilfe die Tabelle V aufgestellt wurde. Sie enthält die auftretenden Seitenbänder, soweit ihre Amplitude 1% der unmodulierten Trägeramplitude oder mehr beträgt. In Abb. 10 ist das Spektrum dargestellt. Man sieht, daß auch hier die Breite nur  $\pm 25 \text{ kHz}$  beträgt. Es sind aber viel mehr Seitenbänder vorhanden. Die Energie verteilt sich gleichmäßiger über die Breite des Spektrums.

Tab. II

Bessel-Funktion	Tf-Kleinfunkbrücke		
	$\Delta F_{\text{Summe}} = \pm 10,6 \text{ kHz}$		
	Kanal 1	Kanal 2	Kanal 3
	$f_1 = 3 \text{ kHz}$ $\Delta F_1 = \pm 1,5 \text{ kHz}$ $m_1 = 0,5$	$f_2 = 7 \text{ kHz}$ $\Delta F_2 = \pm 1,5 \text{ kHz}$ $m_2 = 0,215$	$f_3 = 11 \text{ kHz}$ $\Delta F_3 = \pm 7,6 \text{ kHz}$ $m_3 = 0,69$
$J_0$	0,94	0,98	0,90
$J_1$	0,24	0,11	0,33
$J_2$	0,03	0,005	0,05
$J_3$	0,003	—	0,008

Tab. III

Tf-Kleinfunkbrücke			
Summenhub = $\pm 10,6 \text{ kHz}$			
$f_1 = 3 \text{ kHz}$ $\Delta F_1 = \pm 1,5 \text{ kHz}$		$f_2 = 7 \text{ kHz}$ $\Delta F_2 = \pm 1,5 \text{ kHz}$	
		$f_3 = 11 \text{ kHz}$ $\Delta F_3 = \pm 7,6 \text{ kHz}$	
Frequenzen der Seitenbänder		Amplituden der Seitenbänder	
Formel	Wert	Formel	Wert
$\frac{\Omega}{2\pi} = F$	$\frac{\Omega}{2\pi} = F$	$J_0(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,83
$F \pm f_1$	$F \pm 3 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,21
$F \pm 2 f_1$	$F \pm 6 \text{ kHz}$	$J_2(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,03
$F \pm f_2$	$F \pm 7 \text{ kHz}$	$J_0(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,09
$F \pm f_3$	$F \pm 11 \text{ kHz}$	$J_0(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,30
$F \pm 2 f_3$	$F \pm 22 \text{ kHz}$	$J_0(m_1) J_0(m_2) J_2(m_3)$	0,05
$F \pm (f_1 + f_2)$	$F \pm 10 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,02
$F \pm (f_1 - f_2)$	$F \pm 4 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,02
$F \pm (f_1 + f_3)$	$F \pm 14 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,08
$F \pm (f_1 - f_3)$	$F \pm 8 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,08
$F \pm (f_2 + f_3)$	$F \pm 18 \text{ kHz}$	$J_0(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,03
$F \pm (f_2 - f_3)$	$F \pm 4 \text{ kHz}$	$J_0(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,03
$F \pm (2 f_1 + f_3)$	$F \pm 17 \text{ kHz}$	$J_2(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,01
$F \pm (2 f_1 - f_3)$	$F \pm 5 \text{ kHz}$	$J_2(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 + 2 f_3)$	$F \pm 25 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_2(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 - 2 f_3)$	$F \pm 19 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_2(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 + f_2 + f_3)$	$F \pm 21 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 - f_2 + f_3)$	$F \pm 7 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 + f_2 - f_3)$	$F \pm 1 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 - f_2 - f_3)$	$F \pm 15 \text{ kHz}$	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,01

Tab. IV

Bessel-Funktion	Tf-Kleinfunkbrücke		
	$\Delta F_{\text{Summe}} = \pm 15 \text{ kHz}$		
	Kanal 1	Kanal 2	Kanal 3
	$f_1 = 3 \text{ kHz}$ $\Delta F_1 = \pm 5 \text{ kHz}$ $m_1 = 1,67$	$f_2 = 7 \text{ kHz}$ $\Delta F_2 = \pm 5 \text{ kHz}$ $m_2 = 0,715$	$f_3 = 11 \text{ kHz}$ $\Delta F_3 = \pm 5 \text{ kHz}$ $m_3 = 0,455$
$J_0$	0,43	0,89	0,95
$J_1$	0,57	0,34	0,23
$J_2$	0,28	0,06	0,02
$J_3$	0,08	0,008	0,002
$J_4$	0,02	—	—
$J_5$	0,003	—	—



Tab. V

Tf-Kleinfunkbrücke			
Summenhub = $\pm 15$ kHz			
$f_1 = 3$ kHz	$f_2 = 7$ kHz	$f_3 = 11$ kHz	
$\Delta F_1 = \pm 5$ kHz	$\Delta F_2 = \pm 5$ kHz	$\Delta F_3 = \pm 5$ kHz	
Frequenzen der Seitenbänder		Amplituden der Seitenbänder	
Formel	Wert	Formel	Wert
$\frac{\Omega}{2\pi} = F$	$\frac{\Omega}{2\pi} = F$	$J_0(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,36
$F \pm f_1$	$F \pm 3$ kHz	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,48
$F \pm f_2$	$F \pm 7$ kHz	$J_0(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,14
$F \pm f_3$	$F \pm 11$ kHz	$J_0(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,09
$F \pm (f_1 + f_2)$	$F \pm 10$ kHz	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,18
$F \pm (f_1 - f_2)$	$F \pm 4$ kHz	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,18
$F \pm (f_1 + f_3)$	$F \pm 14$ kHz	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,12
$F \pm (f_1 - f_3)$	$F \pm 8$ kHz	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,12
$F \pm (f_2 + f_3)$	$F \pm 18$ kHz	$J_0(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,03
$F \pm (f_2 - f_3)$	$F \pm 4$ kHz	$J_0(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,03
$F \pm (f_1 + f_2 + f_3)$	$F \pm 21$ kHz	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,04
$F \pm (f_1 + f_2 - f_3)$	$F \pm 1$ kHz	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,04
$F \pm (f_1 - f_2 + f_3)$	$F \pm 7$ kHz	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,04
$F \pm (f_1 - f_2 - f_3)$	$F \pm 15$ kHz	$J_1(m_1) J_1(m_2) J_1(m_3)$	0,04
$F \pm 2f_1$	$F \pm 6$ kHz	$J_2(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,24
$F \pm 2f_2$	$F \pm 14$ kHz	$J_0(m_1) J_2(m_2) J_0(m_3)$	0,02
$F \pm (2f_1 + f_2)$	$F \pm 13$ kHz	$J_2(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,01
$F \pm (2f_1 - f_2)$	$F \pm 1$ kHz	$J_2(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,01
$F \pm (2f_1 + f_3)$	$F \pm 17$ kHz	$J_2(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,06
$F \pm (2f_1 - f_3)$	$F \pm 5$ kHz	$J_2(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,06
$F \pm (f_1 + 2f_2)$	$F \pm 17$ kHz	$J_1(m_1) J_2(m_2) J_0(m_3)$	0,03
$F \pm (f_1 - 2f_2)$	$F \pm 11$ kHz	$J_1(m_1) J_2(m_2) J_0(m_3)$	0,03
$F \pm (f_1 + 2f_3)$	$F \pm 25$ kHz	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_2(m_3)$	0,01
$F \pm (f_1 - 2f_3)$	$F \pm 19$ kHz	$J_1(m_1) J_0(m_2) J_2(m_3)$	0,01
$F \pm (2f_1 + 2f_2)$	$F \pm 20$ kHz	$J_2(m_1) J_2(m_2) J_0(m_3)$	0,02
$F \pm (2f_1 - 2f_2)$	$F \pm 8$ kHz	$J_2(m_1) J_2(m_2) J_0(m_3)$	0,02
$F \pm 3f_1$	$F \pm 9$ kHz	$J_3(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,07
$F \pm (3f_1 + f_2)$	$F \pm 16$ kHz	$J_3(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,03
$F \pm (3f_1 - f_2)$	$F \pm 2$ kHz	$J_3(m_1) J_1(m_2) J_0(m_3)$	0,03
$F \pm (3f_1 + f_3)$	$F \pm 20$ kHz	$J_3(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,02
$F \pm (3f_1 - f_3)$	$F \pm 2$ kHz	$J_3(m_1) J_0(m_2) J_1(m_3)$	0,02
$F \pm 4f_1$	$F \pm 12$ kHz	$J_4(m_1) J_0(m_2) J_0(m_3)$	0,02

### 2.3 Selektion der Empfänger

Nachdem wir die Sendespektren kennen, die für die Betrachtung der Störungsmöglichkeit eines benachbarten Dienstes durch die Kleinfunkbrücken wichtig sind, soll nun die Selektion der Empfänger behandelt werden, die für die Beurteilung der Störungsmöglichkeiten einer Kleinfunkbrücke durch die Nachbardienste interessiert. Abb. 11 zeigt die Selektionskurve eines normalen Funksprechempfängers. Bei der HF-Kleinfunkbrücke wird man trotz der kleineren Bandbreite mit vernünftigem Aufwand kaum steilere Selektionsflanken erreichen

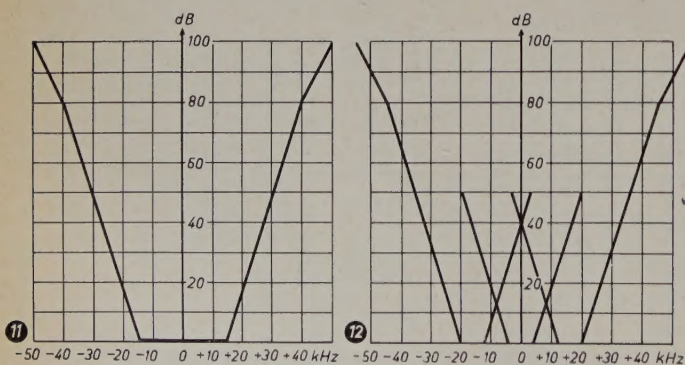


Abb. 11. Selektionskurve eines Funksprechempfängers

können als beim Funksprechempfänger. Legt man diese zugrunde und verlangt eine Durchlaßbreite von  $\pm 4$  kHz, so erhält man die in Abb. 12 dargestellten Selektionskurven.

Diese hohe Flankensteilheit kann man bei der Tf-Kleinfunkbrücke bei weitem nicht erreichen, weil man wegen des Übersprechens in den Trägerfrequenzkanälen nur einen sehr kleinen Klirrfaktor zulassen

darf. Beim Durchgang einer frequenzmodulierten Schwingung durch einen Vierpol mit nichtlinearem Phasengang entstehen bekanntlich Verzerrungen [4]. Man muß daher beim Entwurf des ZF-Verstärkers auf einen möglichst linearen Phasengang achten. Diesen erreicht man durch richtige Dimensionierung der Bandfilter in bezug auf Dämpfung und Kopplungsfaktor. Dabei kann man natürlich nicht gleichzeitig optimale Selektion erhalten. Die in der Praxis erreichte Selektionskurve ist in Abb. 13 wiedergegeben.

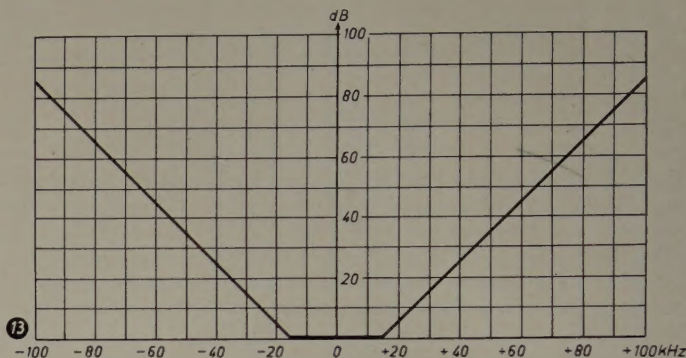


Abb. 13. Selektionskurve des Empfängers der Tf-Kleinfunkbrücke

### 3. Diskussion der beiden Ausführungsformen mit Rücksicht auf den praktischen Einsatz

Ein Vergleich der Abb. 1–10 läßt erkennen, daß die Breite der Spektren für alle 3 betrachteten Geräte ungefähr gleich groß ist. Sie beträgt bei

einem Funksprechgerät	$\pm 24$ kHz
einer Tf-Kleinfunkbrücke	$\pm 25$ kHz
einer HF-Kleinfunkbrücke	$\pm 28$ kHz

Betrachtet man die Energieverteilung, so ist zunächst klar, daß für den Fall fehlender Modulation beim Funksprechgerät und bei der Tf-Kleinfunkbrücke die gesamte Energie im Abstand 0 vom Träger ausgestrahlt wird, also in 50 kHz Abstand vom benachbarten HF-Kanal. Bei der HF-Kleinfunkbrücke wird dagegen in den Abständen 0 und  $\pm 16$  kHz vom Sollwert die volle Trägerleistung ausgesendet, d. h. in nur 34 kHz Abstand vom benachbarten HF-Kanal. Für den Fall, daß bis zur Spitze durchmoduliert wird, liegen in den Abständen  $\pm 15...20$  kHz und  $\pm 20...25$  kHz vom Träger folgende größeren Seitenbandamplituden:

	$\pm 15...20$ kHz	$\pm 20...25$ kHz
Funksprechgerät	0,10...0,25	0,02...0,05
Tf-Kleinfunkbrücke	0,03...0,06	0,04...0,06
HF-Kleinfunkbrücke	0,40...0,60	0,10...0,20

Man erkennt, daß ein Empfänger, der im benachbarten HF-Kanal arbeitet, unter gleichen Verhältnissen durch die HF-Kleinfunkbrücke am leichtesten gestört wird. Der Störträger falle im unmodulierten Zustand mit der Amplitude 1 ein. Ist der Störer eine HF-Kleinfunkbrücke, so ist der Abstand von der Sollfrequenz des Empfängers nur 34 kHz. Wir nehmen an, es handle sich um einen normalen Funksprechempfänger. Dieser hat die in Abb. 11 wiedergegebene Selektionskurve. Er unterdrückt den Störträger in 34 kHz Abstand mit etwa 60 dB, während er unmodulierte Störträger, die von einem anderen Funksprechgerät oder von einer Tf-Kleinfunkbrücke herühren, mit 100 dB unterdrückt.

Sind die Störträger moduliert, so sind in etwa 30 kHz Abstand von der Empfangsfrequenz, wo die Empfängerselektion etwa 48 dB ist, von einer HF-Kleinfunkbrücke her Amplituden von etwa 0,4 vorhanden, von einem Funksprechgerät solche von etwa 0,10 und von einer Tf-Kleinfunkbrücke nur solche von etwa 0,03. Überraschend ist hierbei die Tatsache, daß die Tf-Kleinfunkbrücke den Nachbardienst weniger stört als ein normales Funksprechgerät. Dies erklärt sich daraus, daß der Modulationsindex bei der Kleinfunkbrücke viel kleiner ist als beim Funksprechgerät. Die Energie konzentriert sich infolgedessen in einem kleinen Bereich um den Träger herum, d. h., sie ist im wesentlichen im Träger und den ersten Seitenbändern enthalten.

Wegen der Breite des ausgesendeten Spektrums ist die Gefahr der Störung eines Nachbardienstes bei der HF-Kleinfunkbrücke größer als bei der Tf-Brücke und beim Funksprechgerät. Es kommt aber



noch eine andere Störungsmöglichkeit hinzu. Bei Empfängern tritt nämlich eine Störung auf, wenn zwei oder mehr Träger mit größerer Amplitude an das Gitter einer Verstärkerröhre gelangen. Sobald hierbei die Kennlinie weit genug ausgesteuert wird, treten kubische Verzerrungen auf, die zur Bildung von Kombinationstönen führen.

Wir bezeichnen die 3 einzelnen Träger einer HF-Kleinfunkbrücke mit  $F_u$ ,  $F_m$  und  $F_o$ . Hierbei liegt  $F_m$  auf der zugeteilten Sollwelle und  $F_u$  und  $F_o$  um 16 kHz darunter bzw. darüber. Gelangen diese 3 Träger mit ausreichender Amplitude auf den Eingang eines Funksprechempfängers auf einem Nachbar-HF-Kanal, so kann sich in ihm der Kombinationston ( $2F_u - F_o$ ) bilden, der um 48 kHz unterhalb von  $F_m$  liegt, also genau um 2 kHz neben der Empfangsfrequenz. Das Störprodukt liegt also so nahe am Nutzträger, daß ein Interferenzton entsteht, der gerade im Gebiet der besten Hörbarkeit liegt. Bei Bildung des Kombinationstones ( $2F_o - F_u$ ) tritt die gleiche Störung im anderen Nachbarkanal auf.

Die Gefahr dieser Störung ist durchaus nicht sehr klein. Die HF-Selektion der Empfänger ist nicht imstande, die benachbarten Störträger zu unterdrücken. Die Verstärkung im HF-Teil führt deshalb leicht zu so großen Amplituden am Gitter des ersten Mischrohrs und damit zu seiner so weitgehenden Durchsteuerung durch die Störampplituden, daß man die Kennlinie in diesem Bereich nicht mehr als linear ansehen kann. Durch die Krümmung entstehen Verzerrungen, die zur Bildung der erwähnten Kombinationstöne führen.

Aus den Abb. 11 und 12 ergibt sich, daß die Selektion des Empfängers der HF-Kleinfunkbrücke in gleichem Abstand von der Sollwelle um etwa 15 dB schlechter ist als diejenige des Funksprechempfängers. Viel schlechter ist allerdings die Selektion der Tf-Kleinfunkbrücke. Diese ist deshalb verhältnismäßig anfällig gegen Störungen durch Dienste in 50 kHz Abstand.

Im praktischen Einsatz kann man immer annehmen, daß im benachbarten HF-Kanal ein beweglicher Funksprechdienst betrieben wird, weil das 2-m-Band in erster Linie hierfür vorgesehen ist. Bei der HF-Kleinfunkbrücke ist die Gefahr einer Störung des Nachbardienstes, wie gezeigt worden war, wesentlich größer als bei der Tf-Brücke, während umgekehrt die Gefahr der Störung einer Kleinfunkbrücke durch den Nachbardienst bei der Tf-Kleinfunkbrücke größer ist.

Da Kleinfunkbrücken nur ausnahmsweise im 2-m-Band betrieben werden dürfen, ist es zweifellos viel wichtiger, eine Störung der hier bevorrechtigten Funksprechdienste zu vermeiden als umgekehrt eine Störung der Kleinfunkbrücken. Man sollte also der Tf-Lösung den Vorzug geben.

Mit Rücksicht auf die Selektion macht man die Durchlaßbreite der Empfänger (bis zu den 3-dB-Punkten) so klein wie möglich. Bei allen 3 diskutierten Geräten entspricht sie nur gerade dem Spitzenhub. Infolge der hohen Flankensteilheit werden bei einer HF-Kleinfunkbrücke die außerhalb dieses Bereiches liegenden Seitenbänder sehr stark unterdrückt; praktisch wird bei höheren Modulationsfrequenzen nur das erste Seitenband ungeschwächt durchgelassen. Die Unterdrückung der übrigen äußert sich natürlich in einer Verfälschung der Modulation, d. h., es entsteht ein Klirrfaktor. Wenn man nur den Träger und die ersten Seitenbänder durchläßt, so entsteht nach K. Küpfmüller [5] ein kubischer Klirrfaktor von der Größe

$$k_3 = \frac{m^2}{4} \quad (3)$$

Beim Kanalsendeheb der HF-Kleinfunkbrücke für 3 kHz war ein Modulationsindex von  $m = 0,94$  gefunden worden. Damit wäre der Klirrfaktor 21%. In der Praxis erreicht man kleinere Werte, weil die außerhalb des Durchlaßbereiches liegenden Seitenbänder nicht restlos unterdrückt werden, wie in der Formel von Küpfmüller vorausgesetzt. Man kann den Klirrfaktor im Sprachkanal der HF-Kleinfunkbrücke bei der gegebenen Selektion aber nicht unter etwa 10% herunterdrücken. Bei der Tf-Brücke ist erstens die Selektionsflanke viel flacher, so daß die außerhalb des Durchlaßbereiches liegenden Seitenbänder viel weniger geschwächt werden, und zweitens ist die Energie der unterdrückten Seitenbänder viel kleiner als bei der HF-Brücke. Die Größe des Klirrfaktors hängt aber davon ab, wieviel Energie im Spektrum fehlt. Überdies wirkt sich der Klirrfaktor bei der Tf-Kleinfunkbrücke nur als unverständliches Übersprechen aus, nicht als Klirrfaktor im Sprachkanal. Sein Klirrfaktor hängt allein vom Trägerfrequenzgerät ab und kann leicht bei etwa 2% gehalten werden. Nun ist zwar der Klirrfaktor bei der Übertragung von

Sprache verhältnismäßig unkritisch, aber nicht, wenn man einen Sprachkanal mit Wechselstrom-Telegraphie oder mit mehreren tonfrequenten Fernsteuerkommandos belegen will. Gerade dies letztere ist aber für den Einsatz als Zubringerlinie meist erforderlich, da man die Geräte von der Leitstelle aus ein- und ausschalten will, die Frequenz wechseln und den Träger für die Dauer des Gesprächs hochtasten muß. Alle diese verschiedenen Kommandos werden am einfachsten mit verschiedenen Tonfrequenzen übertragen. Auch in dieser Beziehung ist also der Tf-Kleinfunkbrücke der Vorzug zu geben.

Die HF-Kleinfunkbrücke hat demgegenüber nur einen einzigen Vorteil. Bei Ausfall einer Röhre oder dgl. fällt bei der HF-Kleinfunkbrücke nur einer von 3 Kanälen aus, während bei der Tf-Brücke meist alle 3 Kanäle zugleich ausfallen. Bei vernünftiger Wartung ist die Betriebssicherheit moderner Geräte jedoch so groß, daß dies keinen wesentlichen Nachteil der Tf-Kleinfunkbrücke darstellt.

#### Schrifttum

- [1] Holbrook, B. O., u. J. T. Dixon: Load Rating Theory for Multi-Channel Amplifiers. Bell Syst. Techn. Journ. Bd. 18 (1939), S. 624
- [2] ● Jahnke-Emde: Tafeln höherer Funktionen. 4. Aufl., Leipzig 1948, B. G. Teubner
- [3] Giacoletto, L. J.: Generalized Theory of Multitone Amplitude and Frequency Modulation. Proc. I.R.E. Bd. 35 (1947), S. 680
- [4] Kettel, E.: Die nichtlinearen Verzerrungen bei Frequenzmodulation. Telefunken-Ztg. Bd. 23 (1950) Nr. 89, S. 167
- [5] ● Küpfmüller, K.: Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. 2. Aufl., Stuttgart 1952, S. Hirzel, S. 283—288

## Fachtagung »Rauschen«

Die Nachrichtentechnische Gesellschaft im Verband Deutscher Elektrotechniker veranstaltet vom 18. bis 21. April 1955 in der Technischen Hochschule München, Hörsaal Nr. 508, Eingang Theresienstraße, Ecke Arcisstraße, in Zusammenarbeit mit dem Elektrotechnischen Verein München e.V. eine Fachtagung „Rauschen“.

Anmeldung bis 14. April 1955 an die Tagungsgeschäftsstelle im Hause der Amperwerke, München, Briener Str. 40; Fernruf 5 86 71/208.

#### Programm

##### Montag, 18. 4. 1955, 14.45 Uhr

W. Schottky, Stromschwankungen in Vakuumröhren und Halbleitern  
K. Pöschl, Grundlegendes zur Behandlung von Schwankungserscheinungen  
H. W. König, Hypothesenbildung beim Schroteffekt  
G. Günther, Wärmerauschen und schwarze Strahlung

##### Dienstag, 19. 4. 1955, 9.00 Uhr

H. Groendijk u. K. S. Knol, Kennzeichnung der Rauscheigenschaften von Vierpolen  
M. J. O. Strutt, Rauschursachen und Rauschspektren bei Elektronenröhren, Halbleiterdioden und Transistoren  
H. Rothe, Die Theorie rauschender Vierpole  
H. Kosmahl, Über die Messung des induzierten Gitterrauschens  
R. Sittner, Einfluß von Rückkopplungen auf das Rauschen von Verstärkern

##### Dienstag, 19. 4. 1955, 15.00 Uhr

W. Dahlke, Abhängigkeit des Schrotrauschens von der Katodenemission  
G. Bosse, Durchgang von Rauschspannungen durch nichtlineare Elemente  
K. Herold, Rauschabstandsvergrößerung bei Radargeräten  
R. Müller, Rauschen und Frequenzstabilität von Höchstfrequenzgeneratoren

##### Mittwoch, 20. 4. 1955, 9.00 Uhr

A. N. Diddens, F. L. M. Stumpers u. J. Volger, Das Rauschen eines keramischen Halbleiters, dessen Widerstand von der Frequenz und vom Magnetfeld abhängig ist  
H. Schönfeld, Das Rauschen in homogenen Halbleitern  
H. Guggenbühl, Messungen über das Rauschen von Flächendioden und Flächentransistoren im Bereich des weißen Rauschens  
J. Schubert, Rauscheigenschaften der Transistoren  
W. Nonnenmacher, Das Spektrum des Barkhausengeräusches von Nickel-Eisen-Bleichen und Ferriten

##### Mittwoch, 20. 4. 1955, 15.00 Uhr

R. Leonhardt, Rauschen von Kohleschichtwiderständen  
F. Ring, Definition und Messung der Geräuschleistung in Fernspreverbindungen  
W. Pöhlmann, Rauschspannungsquellen für Meßzwecke  
W. Friz u. W. Klein, Die Gasentladungsstrecke als Gerät zur Rauschmessung im Zentimeterwellengebiet  
H. Schnitzger u. D. Weber, Über einen Gasentladungsrauschgenerator mit Verzögerungsleitung  
H. G. Kolb, Fehler bei Messungen mit Rauschdioden im Höchstfrequenzgebiet

Für den 21. April 1955 ist eine Besichtigung des UKW-Senders, des Fernseh-Senders und des Sonnenobservatoriums auf dem Wendelstein vorgesehen.



### 1. Magnetische Eigenschaften der Stoffe

Das magnetische Verhalten eines Stoffes wird in erster Linie durch die Elektronenkonfiguration seiner Atome bzw. Moleküle bestimmt. Heben sich alle magnetischen Momente, die durch die Bewegung der Elektronen um den Kern (Bahnmoment) und durch die Drehung der Elektronen um die eigene Achse (Spinnmoment) bedingt sind, gerade auf, so ist das betreffende Atom (Molekül) diamagnetisch. Bleibt insgesamt ein magnetisches Moment übrig, so ist das betreffende Atom paramagnetisch.

Durch Einschalten eines äußeren Magnetfeldes  $H$  wird die Bahnbewegung der Elektronen gestört, es tritt eine zusätzliche Präzessionsbewegung der atomaren Kreisel um die Richtung des Feldes ein, die sogenannte Larmor-Präzession. Hierdurch wird ein zusätzliches magnetisches Moment hervorgerufen. Bei diamagnetischen Atomen ist dies die einzige Wirkung des äußeren Feldes. Nach der Lenzschen Regel, die sich aus dem Energiesatz ergibt, ist das induzierte Moment dem Feld  $H$  entgegengerichtet. Die magnetische Permeabilität

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 \cdot H} \quad (1)$$

(worin  $B$  die magnetische Flußdichte,  $H$  die magnetische Feldstärke und  $\mu_0$  die Induktionskonstante sind) ist bei diesen Stoffen kleiner als 1.

Bei den paramagnetischen Stoffen ist diesem Induktionseffekt noch eine andere, zumeist wesentlich stärkere Wirkung überlagert.

Durch das äußere Feld  $H$  werden die statistisch im Raum verteilten Achsen der resultierenden Momente ausgerichtet. Es ergibt sich eine makroskopische Magnetisierung in Richtung von  $H$ , die mit zunehmender Feldstärke zunächst geradlinig ansteigt und später in einen Sättigungswert umbiegt. Die Sättigung ist erreicht, wenn alle Atommomente parallel zu  $H$  ausgerichtet sind. Um einen paramagnetischen Stoff an diesen Sättigungswert heranzubringen, ist bei Zimmertemperatur allerdings eine sehr hohe Feldstärke erforderlich, weil die Wärmebewegung der Atome der Einstellung in Feldrichtung entgegenwirkt. Bei sehr tiefen Temperaturen ist bei vielen paramagnetischen Stoffen die magnetische Sättigung in Übereinstimmung mit diesem Bild erreicht worden. Die magnetische Permeabilität ist bei den paramagnetischen Stoffen größer als 1.

Sind die Atome in ein Kristallgitter eingebaut, so können Wechselwirkungskräfte auftreten, die eine gegenseitige Ausrichtung benachbarter Atommomente zur Folge haben. Bewirken solche Kräfte eine Parallelstellung benachbarter Momente, so zeigt der Stoff Ferromagnetismus, wie z.B. Eisen, Kobalt, Nickel und sehr viele ihrer Legierungen, außerdem auch eine Anzahl binärer und ternärer Legierungen des Mangans, die sogenannten Heuslerschen Legierungen. Die beim Ferromagnetismus wirksamen Richtkräfte lassen sich nur wellenmechanisch verstehen, Bedingungen sind „positive Austauschkräfte“, deren Größe durch das „Austauschintegral“ gegeben ist (Heisenberg). Die Gleichrichtung erstreckt sich über größere Atomkomplexe, die somit spontan bis zur Sättigung magnetisierte „Elementarbereiche“ darstellen (Weiss-Heisenbergsche Bezirke). Die makroskopische Magnetisierung resultiert aus der Überlagerung der einzelnen Momente aller dieser Bezirke (sie ist also nicht direkt auf Einzelwirkungen von Atomen oder Molekülen zurückzuführen). Wird ein äußeres Feld angelegt, so wachsen die „günstig“ liegenden Bereiche (d.h. die Bereiche, deren Eigenmagnetisierungsrichtung kleine Winkel gegen die Feldrichtung hat) auf Kosten der „ungünstig“ liegenden Bereiche, was sich als wachsende Magnetisierung in Richtung  $H$  bemerkbar macht. Die Magnetisierung nimmt zunächst annähernd mit  $H^2$  zu und geht dann in einen Sättigungswert über (wenn alle Momente in Vorzugsrichtung liegen). Ferromagnetische Stoffe haben (bei nicht zu großen Feldstärken) eine Permeabilität  $\mu \gg 1$ .

Sind die Austauschkräfte negativ, so richten sich die Momente benachbarter Atome paarweise antiparallel aus. Stoffe, bei denen dies der Fall ist, werden antiferromagnetisch genannt. Beispiele hierfür sind  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeF}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{NiO}$ ,  $\text{CoO}$ ,  $\text{FeCO}_3$ ,  $\text{CuCl}_2$ ,  $\text{MnS}_2$ ,  $\text{MnF}_2$ ,  $\text{MnO}_2$ ,  $\text{MnO}$ . Die Permeabilität der antiferromagnetischen Stoffe hat etwa die gleiche Größe wie die der paramagnetischen.

Es gibt nun noch eine Gruppe leicht magnetisierbarer Stoffe, die man bisher auch als ferromagnetisch angesehen hat. Zu diesen gehören die Oxyde des Eisens, die sogenannten Ferrite, deren chemische Zusammensetzung durch die Formel



gegeben ist. Me stellt hier ein zweiwertiges Metallion bzw. bei den Mischferriten auch zwei oder drei verschiedene zweiwertige Metallionen dar. Ihre Sättigungsmagnetisierung kann die des Nickels erreichen, und sie können durch eine geeignete Behandlung und Zusammensetzung eine hohe Anfangspermeabilität  $\mu_a$  (bis 4000) und auch hohe Maximalpermeabilität erhalten [1] [2] [3] [4] [24]. Ein weiteres wichtiges Kennzeichen ist, daß sie praktisch Halbleiter sind, d.h. einen sehr großen spez. Widerstand besitzen. Dem Physiker sind die Ferrite besonders deswegen interessant geworden, weil sich bei ihnen das Zustandekommen der spontanen Magnetisierung wesentlich von dem der übrigen leicht magnetisierbaren Stoffe unterscheidet. Wie Verwey und seine Mitarbeiter [5] [9] nachgewiesen haben, kristallisieren die Ferrite nicht einfach kubisch (Eisen, Nickel) oder hexagonal (Kobalt), sondern sie gehören dem Spinelltyp an und zudem die leicht magnetisierbaren Ferrite dem sogenannten inversen Spinelltyp. Der inverse Typ ist dadurch gekennzeichnet, daß hier die B-Plätze (Me- bzw. Fe-Ionen, die von 6 Sauerstoffionen umgeben sind, oktaedrische Plätze) von den zwei- und dreiwertigen Metallionen (also  $\text{Me}^{++}$  und  $\text{Fe}^{+++}$ ) und die A-Plätze (von 4 Sauerstoffionen umgeben, tetraedrische Plätze) nur von den restlichen  $\text{Fe}^{+++}$ -Ionen besetzt sind (Abb. 1). Beim normalen Spinell befinden sich die  $\text{Me}^{++}$ -Ionen in den Lagen A und die  $\text{Fe}^{+++}$ -Ionen in den Lagen B. Nach

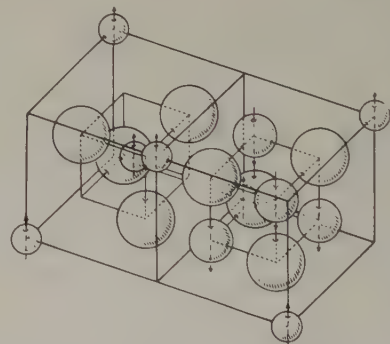


Abb. 1: Antiferromagnetische Kopplung der oktaedrischen und der tetraedrischen Ionen im Gitter eines Magnetit-Einkristalls  $\text{FeOFe}_2\text{O}_3$ . Große Kugeln = Sauerstoff; mittlere = oktaedrische (B-) Plätze; kleine = tetraedrische (A-) Plätze

Néel [6] [7] [8] sind die magnetischen Momente der unter sich parallel gerichteten Metallionen der B-Lagen durch negative Austauschkräfte antiparallel zu den unter sich ebenfalls parallel ausgerichteten Metallionen der A-Lagen eingestellt. Die Summe der Momente in den B-Lagen ist größer als die der Momente in den A-Lagen, so daß ein Gesamtmoment übrigbleibt und sich eine spontane Magnetisierung ergibt. Diese Stoffe sind also eigentlich antiferromagnetisch, nur mit sehr unterschiedlicher Größe der antiparallel zueinander ausgerichteten Momente. Néel bezeichnet das magnetische Verhalten der Ferrite als Ferrimagnetismus.

Die verschiedenartige Temperaturabhängigkeit des magnetischen Verhaltens der dia-, para-, ferro-, antiferro- und ferrimagnetischen



# bei hohen Frequenzen

DK 621.318.1.029.5/6:538.1

Stoffe, die ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal darstellt, wurde in einem früheren Aufsatz des Verfassers behandelt [10].

Für die Elektrotechnik sind seit langem die ferromagnetischen und seit neuestem auch die ferrimagnetischen Stoffe von Bedeutung.

## 2. Scheinbare Permeabilität ferromagnetischer Stoffe

Wird ein ferromagnetischer Werkstoff in ein magnetisches Wechselfeld gebracht, so werden in ihm, weil er ja eine metallische Leitfähigkeit besitzt, Wirbelströme induziert. Diese bewirken im Stoff ein Gegenfeld, das das Eindringen des äußeren angelegten Wechselfeldes erschwert, d. h., dieses kann nicht mehr die ganze Probe gleichmäßig durchmagnetisieren (Skinneffekt). Die Wirbelströme können sich um so besser ausbilden, je höher die elektrische Leitfähigkeit des untersuchten Stoffes und je größer seine Dicke ist. Ferner nimmt die Eindringtiefe um so mehr ab, je höher die angelegte Frequenz ist. Es wird also in Wechselfeldern nicht mehr die wahre, auf den völlig durchmagnetisierten Einheitsquerschnitt bezogene Permeabilität gemessen, sondern nur eine scheinbare Permeabilität  $\mu_{\text{eff}}$ , die vom Querschnitt der Probe und der Frequenz abhängt und mit zunehmender Frequenz abnimmt. Ferner sind wegen Nachwirkungserscheinungen und Hysterese  $B$  und  $H$  nicht mehr in Phase. Die Permeabilität wird komplex. Sie kann rechnerisch aufgeteilt werden in einen Teil, der mit dem erregenden Feld in Phase ist, während der andere um  $90^\circ$  phasenverschoben ist. In komplexer Schreibweise gilt

$$\mu = \mu_1 - j \cdot \mu_2 \quad (3)$$

Für die komplexe Anfangspermeabilität (wir wollen uns nur auf den Fall schwacher Felder beschränken) gilt nach Feldtkeller [24] für einen Blechkern (vollständige Isolierung der Lamellen und einen Füllfaktor von 100% angenommen) die Beziehung

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_a \frac{\tanh \sqrt{2 j f / f_w}}{\sqrt{2 j f / f_w}} \quad (4)^1$$

wo  $\mu_a$  die statische Anfangspermeabilität und  $f_w$  die „Grenzfrequenz“

$$f_w = \frac{4 \rho}{\pi \mu_a \mu_0 d^2} = 4,2 \frac{\rho / [\Omega \text{ m}]}{\mu_a d^2 / [\text{m}^2]} [\text{MHz}] \quad (5)$$

ist.  $\rho$  bedeutet dabei den spez. Widerstand des Werkstoffes der Bleche,  $d$  deren Dicke.

Abgeleitet ist diese Formel nur auf Grund der Wirbelstrombildung in der Probe, ohne irgendwelche Annahmen oder Theorien darüber, wie die Permeabilität eines ferromagnetischen Körpers zustande kommt.

<sup>1)</sup>  $\tanh$  = tangens hyperbolicus.

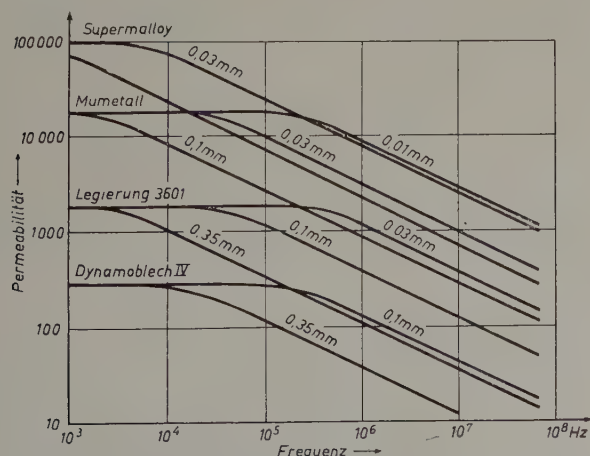


Abb. 2. Abfall der Anfangspermeabilität von Blechkernen mit der Frequenz, berechnet aus dem Einfluß der Wirbelströme [24]

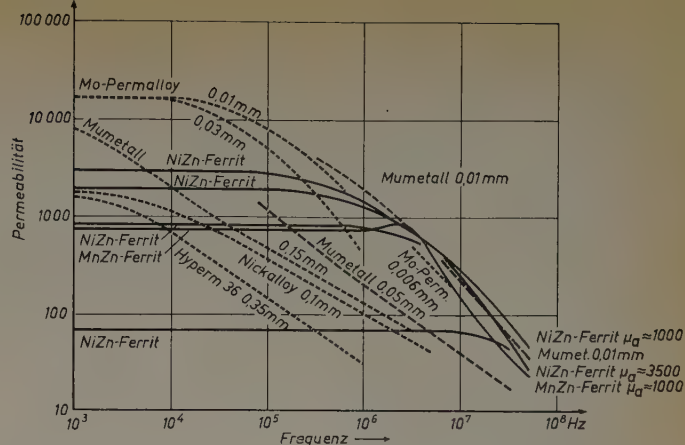


Abb. 3. Gemessener Verlauf der Anfangspermeabilität von Blech- und Ferritkernen mit der Frequenz [24]. ----- Blechkerne (Molybdänpermalloy, Nickalloy, Hyperm 36, Mumetall) — Ferritkerne (Mangan-Zink-Ferrit und Nickel-Zink-Ferrite)

Abb. 2 zeigt diesen theoretischen Verlauf der Permeabilität mit der Frequenz für verschiedene Blechsorten bei verschiedenen Dicken. Die wirklich gemessenen Kurven ergeben jedoch, wie aus Abb. 3 zu erkennen ist, einen wesentlich stärkeren Abfall. Dargestellt ist dabei der Betrag der Permeabilität, ohne Rücksicht auf den Phasenwinkel.

Ob die Ursache hierfür mangelhafte Bandisolierung, inhomogene Permeabilität im Band oder wahre Abnahme der Permeabilität ist (herrührend davon, daß der Magnetisierungsmechanismus, welcher Art er auch sein mag, nicht mehr dem Wechselfeld folgen kann), ist nicht in jedem Fall entschieden.

## 3. Frequenzabhängigkeit der wahren Permeabilität ferromagnetischer Stoffe

### 3.1 Meßmethoden und Meßergebnisse

Es ergibt sich jetzt die Frage, die in diesem Abschnitt näher untersucht werden soll: Ist auch die wahre Permeabilität, also die Permeabilität, die sich ergibt, wenn die Probe nach irgendeiner Eliminierung des makroskopischen Skinneffektes — sei es durch entsprechende Versuchsbedingungen (sehr dünne Schichten unterhalb der Skinneindringtiefe des magnetischen Wechselfeldes), sei es rechnerischer Art — wirklich voll von dem erregenden Wechselfeld durchmagnetisiert worden wäre, frequenzabhängig und wenn, in welcher Weise?

Für solche Untersuchungen sind vier Meßmethoden verwendbar.

1a. Messung der Dämpfung elektromagnetischer Wellen längs einer magnetischen coaxialen Linie oder eines anderen Wellenleiters.

1b. Messung des sogenannten  $Q$ -Faktors eines Hohlraumresonators, der das magnetische Material enthält.

2a. Reflexion von freien oder geführten elektromagnetischen Wellen an einer magnetischen Oberfläche.

2b. Messung der durch den Einfluß des magnetischen Stoffes verringerten Wellenlänge an einer coaxialen Linie und Vergleich mit der Wellenlänge in Luft.

Diese vier Methoden zerfallen generell in zwei Gruppen. Bei der ersten Gruppe (Methoden nach 1a und 1b) wird eine Permeabilität aus den Messungen der Widerstandsverluste eines Kreises gemessen, der den ferromagnetischen Stoff enthält; bei der zweiten Gruppe (Methoden nach 2a und 2b) wird eine Permeabilität aus der effektiven Reaktanz, d. h. also aus der Induktivität eines Kreises, bestimmt.

Die aus Messungen der ersten Gruppe bestimmbare Permeabilität wird mit  $\mu_R$ , die aus Messungen der zweiten Gruppe bestimmbare mit  $\mu_L$  bezeichnet. Die Komponenten der komplexen Permeabilität sind aus  $\mu_R$  und  $\mu_L$  berechenbar [11] zu

$$\mu_1 = \sqrt{\mu_R \cdot \mu_L} \quad \mu_2 = \frac{\mu_R - \mu_L}{2} \quad (6a, 6b)$$

Eine kritische Auswahl der besten Meßergebnisse älterer Arbeiten (es wurden früher nur selten an der gleichen Substanz  $\mu_R$  und  $\mu_L$  gemessen, da die Zusammenhänge nicht bekannt waren) zeigen Abb. 4 und Abb. 5 (nach Kittel [31]). Es ist danach  $\mu_R$  stets größer als  $\mu_L$ , die Permeabilität ist spätestens bei  $10^6$  MHz auf 1 abgesunken. Die Werte für die Frequenzen, bei denen  $\mu_R$  bzw.  $\mu_L$  etwa auf die Hälfte von  $\mu_a$  abgesunken sind, zeigt für Eisen und Nickel Tab. I. Für Kobalt liegen oberhalb 7,5 MHz keine Messungen vor.



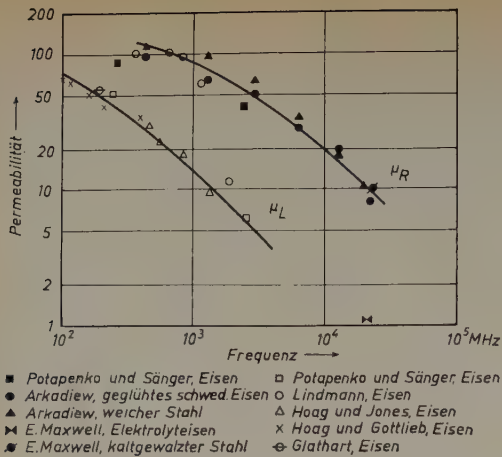


Abb. 4. Meßwerte für  $\mu_R$  (ausgefüllte Figuren) und  $\mu_L$  (offene Figuren) von Eisen und Stahl [31]

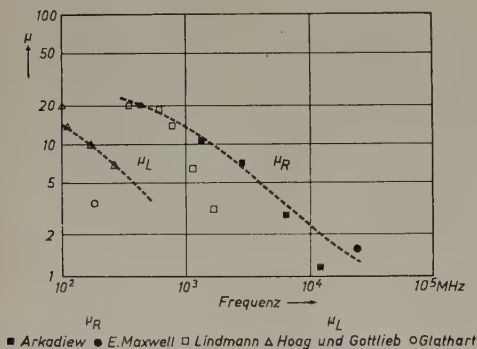


Abb. 5. Meßwerte für  $\mu_R$  (ausgefüllte Figuren) und  $\mu_L$  (offene Figuren) von Nickel [31]

### 3.2 Theoretische Deutung

Zur theoretischen Deutung dieser Befunde liegen drei Theorien vor, eine von Becker, eine von Kittel und eine von Landau-Lifshitz-Frenkel. Die Theorien gehen von ganz verschiedenen Mechanismen, die für die Abnahme der wahren Permeabilität verantwortlich sein sollen, aus.

#### 3.2.1 Theorie von R. Becker

Becker geht von der Theorie der Weiss-Heisenbergschen Elementarbereiche aus [12] [13] [14] [15] [16]. Ein ferromagnetischer Stoff ist danach im unmagnetischen Zustand aus einer sehr großen Anzahl

Tab. I.  
Halbwertsfrequenzen  
für  $\mu_R$  und  $\mu_L$  bei  
Eisen und Nickel

	Eisen	Nickel
$\mu_R$	rd. $3 \cdot 10^3$ MHz	rd. $1,5 \cdot 10^3$ MHz
$\mu_L$	rd. $2 \cdot 10^2$ MHz	rd. $1,7 \cdot 10^4$ MHz

solcher Elementarbereiche aufgebaut [17], deren spontane Magnetisierung von Bereich zu Bereich eine andere Richtung hat, so daß die makroskopische Magnetisierung der Probe Null ist. Jeder Elementarbereich ist von seinen Nachbarn durch ein Übergangsgebiet getrennt, in dem die Richtung der einzelnen magnetischen Atommomente stetig von der einen in die andere Richtung übergeht. Dieses Übergangsgebiet wird als „Wand“ bezeichnet. Die Änderung der Magnetisierung durch ein angelegtes Feld beruht (wenigstens bei schwachen Feldern, die hier nur in Frage kommen) auf einer „Wandverschiebung“. Günstig zum angelegten magnetischen Feld liegende Elementarbereiche wachsen auf Kosten ihrer ungünstig liegenden Nachbarn an, so daß eine Magnetisierungskomponente in Richtung des äußeren Feldes resultiert. Becker betrachtet nun den Einfluß von mikroskopischen Wirbelströmen, die mit der Bewegung einer Wand auftreten, und macht sie für die allgemeine Abnahme der Permeabilität mit steigender Frequenz verantwortlich. Wenn sich die Wand bewegt, werden — proportional mit der Bewegungsgeschwindigkeit — Wirbelströme im umgebenden Medium induziert. Das Wirbelstromfeld ist der Magnetisierung entgegen gerichtet und kann daher als hemmendes Feld aufgefaßt werden, welches das effektive, auf die Wand wirkende

Feld schwächt. Die Wandverschiebungen werden daher vermindert, die Permeabilität wird kleiner. Man kann auch sagen (Döring), daß die Wand eine Trägheit besitzt, die sich schnellen Verschiebungen widersetzt.

Die Beckersche Theorie führt zu folgender Formel für die Frequenzabhängigkeit der Permeabilität:

$$\mu - 1 = \frac{\mu_a - 1}{1 + j(f/f_1)} \quad (7)$$

$f_1$  ist eine „kritische Frequenz“, die für einen würfelförmig angenommenen Elementarbereich mit der Kantenlänge  $l$ , eingebettet in einem ferromagnetischen Material mit der magnetischen Suszeptibilität  $k_0$  und dem spez. Widerstand  $\varrho$ , gegeben ist durch

$$f_1 = \frac{3 c^2 \varrho}{4 \pi^3 k_0 l^2} \quad (8)$$

Es wird ferner angenommen, daß das Hochfrequenzfeld über den ganzen Elementarbereich hin konstant ist. Da das bei der Ableitung der Formeln benutzte Elementarbereichsmodell etwas zu vereinfacht ist, ist die Gültigkeit der Formel (8) sicherlich einzuschränken, wenn auch die Gültigkeit der Formel (7) bestehen bleibt. Eine solche Formel ergibt sich bei jeder Betrachtung von Dämpfungskräften, die proportional der Geschwindigkeit der Wandbewegung sind. Für Real- und Imaginärteil der Permeabilität ergibt sich aus (7)

$$\mu_1 - 1 = \frac{\mu_a - 1}{1 + (f/f_1)^2} \quad \mu_2 = \frac{(\mu_a - 1)(f/f_1)}{1 + (f/f_1)^2} \quad (9)$$

#### 3.2.2 Theorie von Ch. Kittel

Eine von Ch. Kittel [31] entwickelte Theorie geht ebenfalls von der Verschiebung der Elementarbereichswand im Hochfrequenzfeld aus, behandelt aber das Problem der Skineindringtiefe des angelegten Hochfrequenzfeldes näher. Für Eisen mit  $\mu_a = 100$  ist die Skineindringtiefe gegeben durch

$$d/[\text{cm}] \approx \frac{1,6 \cdot 10^{-3}}{f/[\text{MHz}]} \quad (10)$$

Einige Werte gibt die nachstehende Tabelle.

Tab. II. Skineindringtiefe

$f$	$10^2$	$10^4$	$10^6$	[MHz]
$d$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	[cm]

Nun sind die Abmessungen eines Elementarbereiches von der Größenordnung  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  cm. Also selbst gegenüber einer dünnen Schicht von der Dicke eines Elementarbereiches ist die Skineindringtiefe noch klein, so daß das Hochfrequenzfeld nicht voll in den Elementarbereich eindringt. Das effektive Feld ist nach Kittel der Mittelwert des angelegten Feldes über die ganze Wand, die sich wie ein fester Körper unter seinem Einfluß bewegt. Die Verringerung der Permeabilität wird somit auf die Verkleinerung des effektiven Feldes zurückgeführt, während bei Becker, wie gesagt, Trägheits- oder Relaxationserscheinungen der Wand angenommen werden. (Wird fortgesetzt)

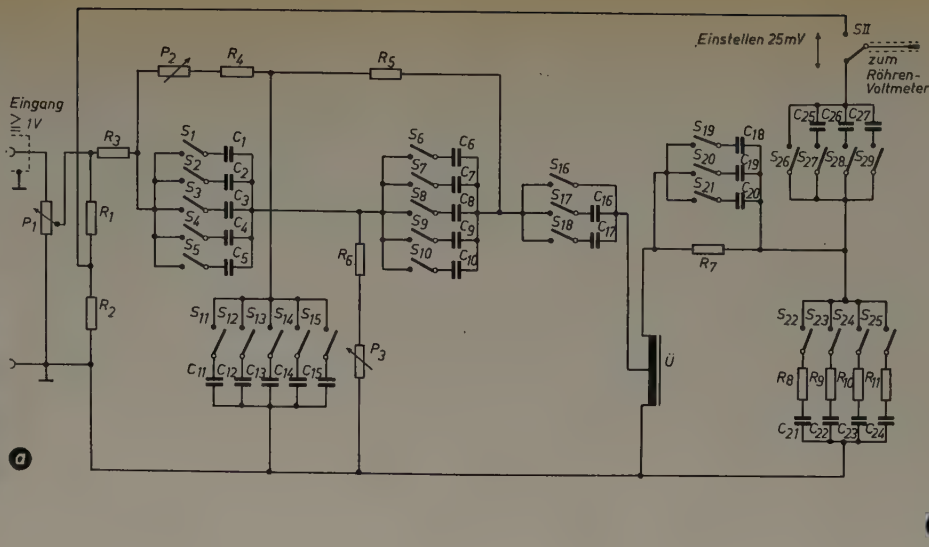
#### Schrifttum

- [1] Wagenknecht, F.: Frequenz Bd. 5 (1951), S. 144—155 u. 186—190
- [2] Snoek, J. L.: New Developments in Ferromagnetic Materials. New York und Amsterdam 1947
- [3] Snoek, J. L.: Nature Bd. 160 (1947), S. 90
- [4] Snoek, J. L.: Physica Bd. 14 (1948), S. 207—217
- [5] Verwey, E. J., u. Heilmann, E. L.: J. Chem. Phys. Bd. 15 (1947), S. 174 bis 180
- [6] Ochsenfeld, R.: Z. ang. Phys. Bd. 4 (1952), S. 350—360
- [7] Néel, L.: Ann. Phys. Paris, Bd. 3 (1948), S. 137—198
- [8] Néel, L.: Z. anorg. Chem. Bd. 262 (1950), S. 175—184
- [9] Verwey, E. J., Haayman, P. W., u. Romeijn, F. C.: J. Chem. Phys. Bd. 15 (1947), S. 181—187
- [10] Harlem, J. v.: Phys. Blätter Bd. 9 (1953), S. 344—350
- [11] Millership, R., u. Webster, F. V.: Proc. phys. Soc. B Bd. 63 (1950), S. 783 bis 795
- [12] Becker, R.: Phys. Z. Bd. 39 (1938), S. 856—860
- [13] Becker, R.: Z. techn. Phys. Bd. 19 (1938), S. 542—546
- [14] Becker, R.: Ann. Phys. Lpz. (5) Bd. 36 (1939), S. 340—348
- [15] Becker, R.: J. Phys. Rad. Bd. 12 (1951), S. 332—338
- [16] Döring, W.: Z. Naturforsch. Bd. 3a (1948), S. 373—379
- [17] Kittel, Ch.: Rev. mod. Phys. Bd. 21 (1949), S. 541—583



Abb. 1 (rechts). a) Schaltung der Klirrfaktor-Meßbrücke „KB 2“; b) Schema der den Schalterstellungen zugeordneten Frequenzen

Abb. 2 (unten). Klirrfaktor-Meßbrücke „KB 2“, Ansicht



W. HOLLE und K. H. SCHÜTTE

Mitteilung aus dem Laboratorium Wennebostel, Dr.-Ing. Sennheiser, Bissendorf

## Klirrfaktormeßzusatz für Niederfrequenz-Röhrenvoltmeter

DK 621. 317. 353.1

Klirrfaktormesser sind im allgemeinen recht teure Geräte. Die Folge ist, daß man sie eigentlich nur in Industrielabors, beim Rundfunk und ähnlichen Anstalten findet.

Gemäß der Definition des Klirrfaktors

$$K = \frac{\text{Summe der Effektivspannungswerte der Oberwellen}}{\text{Effektivwert der Gesamtspannung}}$$

wird mit einem Filter die Grundwelle ausgesperrt und die Oberwellenspannung gemessen. Die Aussperrung der Grundwelle kann mit einem selektiven Sperrfilter erfolgen (Küpfmüller-Brücke, Wien-Brücke). Dieses benötigt eine Abstimmung. Sie kann bei der Verwendung von steilen Hochpässen entfallen, jedoch sind damit ausgerüstete Geräte infolge des bedeutend größeren Filteraufwandes besonders teuer und erlauben auch nur die Messung des Klirrfaktors einiger weniger Festfrequenzen.

Das nachstehend beschriebene Gerät kostet nur einen Bruchteil der üblichen Apparate und ermöglicht deshalb auch kleineren Betrieben und Werkstätten, die an Verstärkern, Lautsprechern usw. auftretenden Verzerrungen zu messen. Selbstverständlich wird mit diesem Gerät nicht die Genauigkeit der um ein Vielfaches teureren Klirrfaktormesser erreicht. Die Meßgenauigkeit ist 10% des Meßwertes. Dies ist für die Praxis völlig ausreichend, denn ob der Klirrfaktor beispielsweise 4 oder 4,4% beträgt, interessiert im allgemeinen kaum. Es sei nur daran erinnert, daß der Klirrfaktor die subjektiven Empfindungen der Verzerrungen nur schlecht widerspiegelt. Daß es trotzdem bis heute das fast ausschließlich angewandte Verzerrungsmaß geblieben ist, liegt hauptsächlich an der Größe des zur Ermittlung der anderen Verzerrungsgrößen, z.B. des Modulationsfaktors, erforderlichen Aufwandes.

Bei der Klirrfaktorbrücke „KB 2“ wurde davon ausgegangen, daß derjenige, der Klirrfaktoren messen will, ein empfindliches Tonfrequenz-Röhrenvoltmeter als eines der Grundausrüstungsgeräte für Niederfrequenzmessungen besitzt. Sie ist daher als Vorsatzgerät zu dem Tonfrequenz-Röhrenvoltmeter „RV 51“ der Firma Labor-W konstruiert. An dessen Stelle kann auch jedes andere Röhrenvoltmeter verwendet werden, wenn der Eingangswiderstand  $\geq 1$  MOhm ist, mindestens 0,2 mV angezeigt werden und das Gerät ein Effektivwert- oder Mittelwertmesser ist. Das Gerät, dessen Gesamtschaltung Abb. 1 zeigt, ist so ausgelegt, daß der angezeigte Wert des Röhrenvoltmeters in mV direkt den Klirrfaktor in Prozenten ergibt. Als Sperrfilter wird eine Doppel-T-Schaltung (Abb. 3) verwendet. Diese hat vor anderen Filtervierpolen den Vorteil, daß Eingang und Ausgang einen gemeinsamen Pol haben. Infolgedessen erübrigt sich ein

hochwertiger Übertrager. Klirrfaktoren von 5 Festfrequenzen (30, 60, 1000, 5000, 10000 Hz) können gemessen werden. Die Bereichumschaltung erfolgt durch Umschalten der Kondensatoren. Die Meßfrequenzen dürfen bis zu 10% von den genannten Sollwerten abweichen, um noch mit Hilfe der Regelwiderstände  $P_2$  und  $P_3$  auf die Grundwelle abstimmen zu können.

Das Übertragungsmaß der leerlaufenden Doppel-T-Schaltung ist<sup>1)</sup>

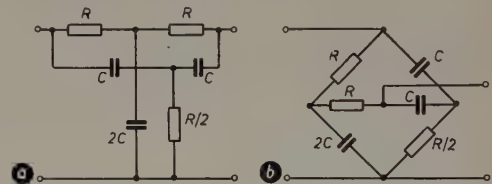


Abb. 3. Doppel-T-Brückenschaltung als Sperrfilter bei der Klirrfaktormessung a) praktische Ausführung, b) als Brückenschaltung gezeichnet

$$\tilde{u} = \frac{1}{1 + j\Omega} \quad \text{mit } \Omega = \frac{4}{\omega_0/\omega - \omega/\omega_0}; \quad \omega_0 = \frac{1}{RC}$$

Der Betrag dieser Funktion ist in Abb. 4 im logarithmischen Maß dargestellt. Man erkennt die schlechte Weitabselektion. Bei dem doppelten Wert der Sperrfrequenz ist die Dämpfung noch 9 dB, bei der 7. Harmonischen noch 1 dB. Zum Ausgleich dieses Oberwellenfrequenzganges dienen 2 Entzerrungsmaßnahmen. Hinter dem Doppel-T-Filter liegt ein mitungeschalteter Entzerrer  $R_7, R_8 \dots R_{11}, C_{18} \dots C_{20}, C_{21} \dots C_{24}$ , wobei die Grenzfrequenz von  $C_{18} \dots C_{20}$  mit  $R_7$  bei der 12. Oberwelle und die von  $C_{21} \dots C_{24}$  mit  $R_8 \dots R_{11}$  bei der 7. Oberwelle liegt. Weiterhin wird zur Entzerrung der mit der Frequenz fallende Eingangswiderstand des Doppel-T-Filters ausgenutzt. Dieser gehorcht der Funktion

$$\Re = \frac{R}{4} \frac{\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega - 4j}{\omega/\omega_0 - j} = R \frac{-\frac{1}{\Omega} - j}{\omega/\omega_0 - j}$$

$$\text{Der Betrag } |\Re| = \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{\Omega}\right)^2 + 1}{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + 1}}$$

<sup>1)</sup> HANDBUCH FÜR HOCHFREQUENZ- UND ELEKTRO-TECHNIKER, III. Bd., S. 264. VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde.



ist in Abb. 4 ebenfalls in logarithmischem Maß, und zwar bezogen auf  $R$  dargestellt. Dieser mit etwa  $\sqrt{f}$  fallende Widerstand bildet mit  $R_2$  einen Spannungsteiler. Um bei 1000 Hz und den beiden hohen Meßfrequenzen die Klirrfaktormessung nicht durch eine eventuell vorhandene Brummspannung zu verfälschen, wurde mit Hilfe der Koppelkondensatoren  $C_{16} \dots C_{17}$  und  $C_{25} \dots C_{27}$  ein Tiefenabfall eingestellt. Den gemessenen Frequenzgang der Gesamtanordnung in der Schalterstellung 1000 Hz zeigt Abb. 5.

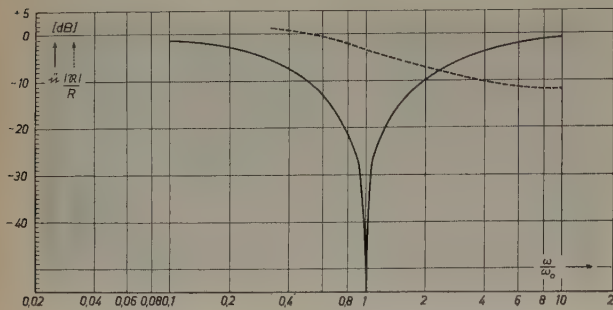


Abb. 4. Übertragungsmaß  $\bar{u}$  - und Eingangswiderstand  $|R_1/R|$  des Doppel-T-Filters

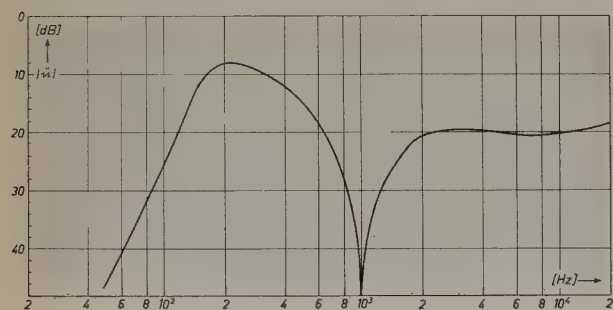


Abb. 5. Frequenzgang der Meßbrücke für Schalterstellung 1000 Hz

Die Ablesung des Klirrfaktors erfolgt bei den üblichen Klirrfaktorbrücken an einem geeichten Spannungsteiler, an dem ein Teil der Gesamtspannung abgegriffen und so groß eingestellt wird, daß bei abwechselndem Anlegen der Oberwellen und der geteilten Gesamtspannung an dem nachfolgenden Meßverstärker gleiche Ausschläge angezeigt werden. Dieses Verfahren erlaubt grundsätzlich eine höhere Meßgenauigkeit als das Verfahren der direkten Anzeige, da sich ein Widerstand genauer eichen läßt als ein Röhrenvoltmeter. Wenn keine hohen Anforderungen gestellt werden, ist dieser Punkt bedeutungslos. Bei der direkten Anzeige wird mittels eines Regelwiderstandes ( $P_1$ ) und eines Spannungsteilers ( $R_1 + R_2$ ) eine bestimmte Eingangsspannung an den Filtereingang gelegt. Die nach Abgleich des Filters verbleibende Restspannung (Oberwellenspannung) ergibt unmittelbar den Klirrfaktor.

Entsprechend dem Meßbereich des Röhrenvoltmeters „RV 51“ wurde die Dimensionierung so vorgenommen, daß die Zahl der angezeigten mV gleich der Prozentzahl ist. Diese „direkte Anzeige“ erfordert an sich die gleiche Bedienungsarbeit wie das bereits genannte Verfahren, bei dem der Klirrfaktor an einem geeichten Widerstand abgelesen wird. Die Ablesung am Zeigerinstrument ist jedoch praktischer, zumal, wenn die Bedienungsgriffe und die Beschriftung (Abb. 2) sinnfällig ausgeführt sind. Der Hauptvorteil liegt jedoch darin, daß bei Verwendung eines Röhrenvoltmeters als Meßempfänger dieses bereits eine Skala hat. Wollte man das andere Verfahren benutzen, würde man einen Spannungsteiler zusätzlich eichen müssen, während die Eichung des Röhrenvoltmeters ungenutzt bliebe.

Das Röhrenvoltmeter müßte an sich ein Effektivwertmesser sein. Röhrenvoltmeter mit quadratischer Gleichrichtung werden jedoch sehr wenig benutzt. Am verbreitetsten sind annähernde Spitzenwertmesser. Neuerdings werden auch gern Mittelwertmesser (linearer Gleichrichter mit Widerstandsbelastung) verwendet. Dadurch ergeben sich je nach Phasenlage und Amplitudenverhältnis der Komponenten der einzelnen Oberwellen Meßfehler, insbesondere bei der Messung des

Oberwellenanteils. Der Fehler wird am größten, wenn mehrere gleichgroße Komponenten an den Gleichrichter gelangen. Der Fall, daß  $K_2$  und  $K_3$  gleich groß werden, ist bei Endstufen sehr häufig. Treffen auf einen Mittelwertmesser 2 gleich große Wechselspannungen verschiedener Frequenz (von denen allerdings im Gegensatz zu den bei der vorliegenden Aufgabe maßgebenden Verhältnissen angenommen wird, sie seien nicht harmonisch, so daß die Phase vernachlässigt werden kann), dann vergrößert sich die Anzeige gegenüber nur einer einzelnen Komponente um den Faktor  $4/\pi = 1,28$ ; bei einem Effektivwertmesser dagegen definitionsgemäß um  $\sqrt{2} = 1,41$ . Das bedeutet für den Mittelwertgleichrichter einen Fehler von  $-10\%$ . Da dieser Fehler stets nur in einer Richtung liegen kann, wird in den Spannungsteiler ein „Fehler“ von  $-6\%$  fest eingebaut. An zwei Mustergeräten, die mit dem Röhrenvoltmeter „RV 51“ ausgerüstet waren, das einen Mittelwertgleichrichter hat, war dieser Kompensationsfehler eingeeicht. Sie wurden mit den verschiedensten verzerrten Spannungen beaufschlagt. Durch Vergleich mit einem Suchtonanalysator wurde bestätigt, daß die verlangte Meßgenauigkeit von  $10\%$  (Gesamtfehler) eingehalten wird.

## Batterien für Transistorgeräte

Die zunehmende Verwendung der Transistoren für elektronische Geräte hat an die Hersteller von Batterien neue Anforderungen gestellt. Über den Wunsch nach Verkleinerung der Abmessungen hinaus steht die Forderung nach einer Entladekurve, die den besonderen Bedingungen des Transistorbetriebes entspricht, im Vordergrund. Daneben wird eine lange Lagerfähigkeit gewünscht, ohne daß durch Selbstzersetzung die praktische Betriebsstundenzahl verringert wird.

Die bisherigen Typen entsprachen nicht immer diesen Anforderungen, obwohl man in Amerika versuchte, die Lagerfähigkeit dadurch zu erhöhen, daß man die Batterien bis zur Inbetriebnahme in einem Plastikgehäuse luftdicht einschloß. Die Burgess Battery Company, Chicago, hat kürzlich neue Batterietypen herausgebracht, die durch ihren konstruktiven Aufbau und Verwendung neuer Materialien diesen speziellen Anforderungen weitgehend gerecht werden. Lange Lagerfähigkeit und hohe Spannungs-

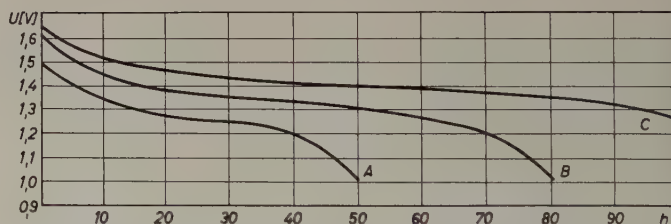


Abb. 1. Entladungskurven einer Standard-Zelle im Vergleich zu der neuen Zelle A) Standard-Zelle, B) Verbesserte Zelle mit hochaktivem Material, C) neue Zelle

konstanz kennzeichnen sie. Bei Batterien mit mehreren Zellen ist jede Zelle für sich hermetisch in ein Plastikgehäuse eingeschlossen. Für die inneren Verbindungen findet Silber Verwendung, um die Übergangswiderstände auf ein Minimum zu reduzieren. Die Zellengruppen sind dann noch einmal in eine Umhüllung aus Plastik, Papier und Wachs eingeschlossen.

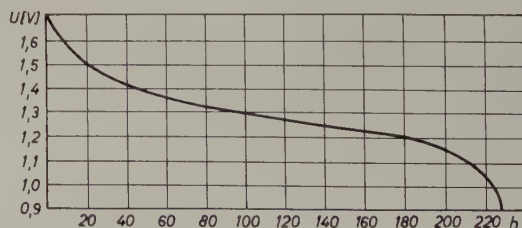


Abb. 2. Entladungskurve der neuen N-Zelle (Höhe 29,5 mm, Durchmesser 11 mm) für eine Anfangsbelastung von 3 mA

Während die Spannung einer Standardzelle nach 50 Betriebsstunden bei einer bestimmten Belastung von 1,5 V auf 1,0 V abfällt, liegen die Spannungsschwankungen des neuen Typs unter den gleichen Betriebsbedingungen nur zwischen 1,65 V und 1,4 V, und nach 100 Betriebsstunden ist die Spannung erst auf 1,25 V abgesunken.

Obwohl in Deutschland die Verwendung von Transistoren noch in den Anfängen steckt, treffen die Hersteller von Batterien doch auch bei uns schon alle Vorbereitungen, um Batterien für die besonderen Anforderungen des Transistorbetriebes liefern zu können.



H. KOSMAHL

# Rauschen und Grenzempfindlichkeit gittergesteuerter Röhren

Im Gebiet der Ultrahochfrequenzen wirken die Empfangsantennen wie Generatoren mit einem praktisch phasenreinen Widerstand  $R_A$ . Für diesen Fall wird als Grenzempfindlichkeit des Empfängers die Leistung pro Hz Bandbreite definiert, die man der Antenne höchstens entnehmen kann, damit sich am Ausgang Gleichheit von Signal und Rauschen ergibt. Die Rauschzahl  $F$  des Empfängers gibt als Maß für die Grenzempfindlichkeit diese Leistung in kTo-Einheiten an. Definitionsgemäß ist  $F$  gleich dem Verhältnis der Quadrate der gesamten am Eingang vorhandenen äquivalenten Rauscheinströmung  $I_r^2$  aller Rauschquellen zur Rauscheinströmung der Signalquelle allein. Ausgehend von der Rauschquellendarstellung einer Triode wird die Berechnung der Rauschzahl durchgeführt. Auf die ältere Rauschtheorie wird kurz eingegangen, um den Unterschied gegenüber der hier dargestellten herauszustellen. Ferner werden die Spezialfälle der Rausch- und Leistungsanpassung der Signalquelle an den Verstärkereingang diskutiert, optimale Dimensionierungsregeln angegeben und der Einfluß der Rückkopplung auf die Rauschzahl behandelt. Abschließend wird die Rauschmeßtechnik bis zu Frequenzen von etwa 1500 MHz skizziert.

## 1. Rauschquellen der Röhre und der Schaltung

Abb. 1 stellt die allgemeine Form eines HF-Verstärkers mit den einzelnen Signal-, Rausch- und Röhrenleitwerten und den dazugehörigen Rauscheinströmungen dar [4]. Eine EMK  $E_A$  mit dem als rein reell angenommenen inneren Leitwert  $G_A$  liegt am Eingang des Verstärkers. Alle Leitwerte seien auf die Strecke Gitter—Katode (GK) bezogen. Zur Verallgemeinerung der Verhältnisse erfolgt die Rückführung der Anodenleitung nicht in den Katodenpunkt K, sondern in den Punkt E. Dadurch wird die Kreisinduktivität in zwei als vollkommen entkoppelt gedachte Teilinduktivitäten  $L_k$  und  $L_g$

aufgespalten. Die Größe  $x = \frac{L_k}{L_k + L_g}$  stellt im Fall der Resonanz-

abstimmung des Eingangs die Spannungsteilung  $\frac{U_{KE}}{U_{KG}}$  dar und wird

als veränderlich angenommen. Für  $x = 0$  ergibt sich der Fall der Katodenbasis-Schaltung (KB), für  $x = 1$  die Gitterbasis-Schaltung (GB). Die Werte  $0 < x < 1$  werden der sogenannten Zwischenbasis-Schaltung (ZB) zugeordnet [2], die demnach den allgemeinsten Fall einer Eingangsschaltung darstellt. Durch Änderung von  $x$  ist somit ein stetiger Übergang zwischen den Grenzfällen der KB- und der GB-

alle über die gesamte Schaltung und die Röhre verstreut liegenden Rauschquellen. Nach der Nyquist-Beziehung rufen der Antennenleitwert  $G_A$  und der Kreisleitwert  $G_{kr}$  die Einstromungen

$$\overline{i_A^2} = 4 k T_0 \Delta f G_A \quad (1a)$$

$$\overline{i_{kr}^2} = 4 k T_0 \Delta f G_{kr} \quad (1b)$$

hervor ( $T_0$  absolute Raumtemperatur,  $k$  Boltzmannkonstante,  $\Delta f$  Bandbreite). Besitzt die Katode die Temperatur  $T_k$  und wird das

Verhältnis der Katoden- zur Raumtemperatur  $m = \frac{T_k}{T_0}$  gesetzt, so

liefert der Leitwert  $G_m$  in den Eingang die Rauscheinströmung

$$\overline{i_m^2} = 4 k T_0 \Delta f m \cdot G_m \quad (1c)$$

Vom Elektronenfluß her stammend, entstehen am Steuergitter und der Anode durch Influenz die Rauscheinströmungen  $\overline{i_a}$  und  $\overline{i_g}$ . Da diese beiden Rauschströme jeweils von ein und demselben Elektron verursacht werden, müssen sie, wenigstens zum Teil, miteinander korreliert sein. Bei einer idealen Triode, bei der weder Schwankungen in der Austrittsgeschwindigkeit noch Bahn- und Laufzeitschwankungen infolge von Inhomogenitäten im Feld vorhanden sind, wäre die Korrelation (Kohärenz) nahezu vollständig. Zur Berücksichtigung der bei „wirklichen“ Trioden vorliegenden Verhältnisse führen wir den Korrelationsgrad  $\alpha$  ein [4]. Dieser gibt den Anteil des quadratischen

Mittelwertes  $\overline{i_{g1}^2}$  an, der mit  $\overline{i_a}$  korreliert ist. Ebenso ist  $|(1 - \alpha^2) \overline{i_g^2}|$  der nicht mit  $\overline{i_a}$  korrelierte Anteil von  $\overline{i_g}$ . Bei der Addition dieser Rauschströme werden wir diese Tatsache zu berücksichtigen haben.

Die Größe  $\overline{i_a}$  ist rechnerisch und experimentell gut bekannt. Um  $\overline{i_a}$  auf die GK-Strecke umzurechnen, wird der äquivalente Rauschwiderstand  $R_{aT}$  der Triode vermöge der Beziehung

$$\left| \frac{\overline{i_a}}{\mathfrak{S}} \right|^2 = 4 k T_0 \Delta f R_{aT} \quad (2)$$

eingeführt. Die rechte Seite von (2) gibt dasjenige äquivalente Rauschspannungsquadrat am Gitter an, das beim Vorliegen der komplexen Steilheit  $\mathfrak{S}$  gerade den Kurzschlußrauschstrom  $\overline{i_a}$  bzw.  $|\overline{i_a}|^2$  in der Anode hervorruft.

Im Gegensatz dazu ist bisher eine exakte Berechnung von  $\overline{i_g}$  noch nicht erfolgt [5] [6]. Um dennoch zu einer übersichtlichen Darstellung der Effekte zu gelangen, wurde von Rothe [1] [4] die allgemeingültige Relation

$$\left| \frac{\overline{i_g}}{\overline{i_a}} \right| = \varrho \frac{Y_{el}}{\mathfrak{S}} = \frac{p G_{el} + j q B_{el}}{\mathfrak{S}} \quad (3)$$

eingeführt, in der die Koeffizienten  $p$  und  $q$  nach [5] [6] annähernd berechnet werden können und  $\varrho$  einen komplexen Faktor darstellt, dessen Betrag für reine Signalströme 1 betragen müßte, für die Rauschströme jedoch verschieden von 1 sein kann.

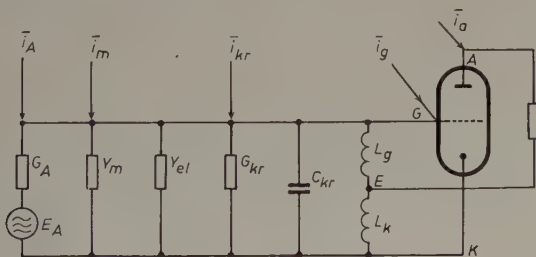


Abb. 1. Leitwerte einer HF-Triode mit den dazugehörigen Rauscheinströmungen

Schaltung möglich. Der Eingangskreis habe im kalten Zustand einen Resonanzzeitwert  $G_{kr}$ . Die Kreiskapazität  $C_{kr}$  enthalte alle äußeren Schalt- und Abstimmkapazitäten, jedoch nicht die elektronischen Röhrenkapazitäten. Aus dem Entladungsraum GK stammen der elektronische Leitwert  $Y_{el} = G_{el} + j B_{el}$  und der Leitwert der Gesamtemission  $Y_m = G_m + j B_m$ . Der erstere wird verursacht durch den Elektronenfluß zwischen dem Potentialminimum und der Anode, also nur durch diejenigen Elektronen, die die Potentialmulde überschreiten. Im Gegensatz dazu entsteht  $Y_m$  durch Influenzwirkung aller von der Katode emittierten, aber vor der Potentialmulde umkehrenden Elektronen auf das Gitter.

Zur Berechnung der Rauschzahl  $F$  haben wir zunächst das Quadrat der auf die Strecke GK bezogenen äquivalenten Rauscheinströmung  $\overline{I_r^2}$  zu berechnen. Diese Rauscheinströmung ersetzt sinngemäß



Infolge der Verkopplung des Röhreneingangs mit dem Ausgang durch die Induktivität  $L_k$  entsteht am Eingang ein Leitwert  $x \mathfrak{S}$ . Der gesamte Eingangsleitwert beträgt dann, wenn  $Y = G_A + Y_m + Y_{el} + Y_{kr}$  eingeführt wird,

$$Y + x \mathfrak{S} = G_A + Y_m + Y_{el} + x \mathfrak{S} \quad (4)$$

Zur Berechnung der gesamten äquivalenten Rauscheinströmung  $I_r$  am Gitter ist noch  $\bar{i}_a$  auf die Gitterseite umzurechnen.  $\bar{i}_a$  wird durch eine äquivalente Rauschspannung des Gitters von der Größe  $\frac{\bar{i}_a}{\mathfrak{S}}$  hervorgerufen. Diese Spannung verursacht eine äquivalente Einstromung ins Gitter von der Größe  $-\frac{\bar{i}_a}{\mathfrak{S}} (Y + x \mathfrak{S})$ , da infolge der Phasendrehung durch die Röhre das Vorzeichen dieser Einstromung negativ zu setzen ist. Außerdem entsteht durch die erwähnte Verkopplung über  $L_k$  eine Einstromung  $+x \bar{i}_a$  in den Eingang, wie man nach Abb. 1 errechnen kann. Für  $I_r$  erhalten wir nun

$$I_r = \bar{i}_A + \bar{i}_{kr} + \bar{i}_m + \bar{i}_g + x \bar{i}_a - \frac{\bar{i}_a}{\mathfrak{S}} (Y + x \mathfrak{S}) \quad (5)$$

Das Glied mit  $x$  fällt, wie man aus (5) sieht (und zwar nur bei Trioden), völlig heraus. Eine Katodeninduktivität ist demnach ohne Einfluß auf die Rauschzahl einer Triode. Daher ist auch die Rauschzahl für die KB- und die GB-Schaltung gleich groß. Zur Berechnung von  $|I_r|^2$  müssen nun die einzelnen Ströme entsprechend ihrer Korrelation zueinander addiert werden.  $\bar{i}_A$ ,  $\bar{i}_{kr}$  und  $\bar{i}_m$  sind untereinander völlig inkohärent. Ferner ist, wie schon ausgeführt, nur der Anteil  $\alpha \bar{i}_g$  zu  $\bar{i}_a$  kohärent. Für  $|I_r|^2$  erhalten wir daher mit (1), (2), (3), (4) und (5)

$$\begin{aligned} |I_r|^2 &= |\bar{i}_A|^2 + |\bar{i}_{kr}|^2 + |(1 - \alpha^2) \bar{i}_g|^2 + \left| \alpha \bar{i}_g - \frac{\bar{i}_a}{\mathfrak{S}} Y \right|^2 \\ &= 4 k T_0 \Delta f \left\{ G_A + G_{kr} + m G_m + R_{aT} (1 - \alpha^2) (p^2 G_{el}^2 + q^2 B_{el}^2) \right. \\ &\quad \left. + R_{aT} [G_A + G_m + G_{kr} + G_{el} (1 - \alpha p)] \right. \\ &\quad \left. + R_{aT} [B_{kr} + B_m + B_{el} (1 - \alpha q)]^2 \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

Führen wir ferner als eine Röhrenkonstante für neutralisierte Stufen die Größe des äquivalenten Rauschleitwerts

$$G_r = m G_m + R_{aT} (1 - \alpha^2) (p^2 G_{el}^2 + q^2 B_{el}^2) + R_{aT} [G_m + (1 - \alpha p) G_{el}]^2 + R_{aT} [B_{kr} + B_m + B_{el} (1 - \alpha q)]^2 \quad (7)$$

ein, so folgt für  $|I_r|^2$  der Ausdruck

$$|I_r|^2 = 4 k T_0 \Delta f [G_A + G_{kr} + R_{aT} (G_A + G_{kr})^2 + G_r] \quad (8a)$$

Dabei wurde für  $R'_{aT} = R_{aT} + 2 R_{aT} \frac{G_m + (1 - \alpha p) G_{el}}{G_A + G_{kr}}$  gesetzt. In fast allen Fällen ist aber  $R'_{aT} \approx R_{aT}$ , da  $G_m$  und  $(1 - \alpha p) G_{el}$  bei modernen Röhren mit nicht zu kleinem Gitterkatodenabstand gegen alle anderen Glieder von (7) vernachlässigt werden können. Damit erhalten wir für  $|I_r|^2$  mit sehr guter Annäherung

$$|I_r|^2 = 4 k T_0 \Delta f [G_A + G_{kr} + R_{aT} (G_A + G_{kr})^2 + G_r] \quad (8b)$$

In (6) bedürfen vor allem das Glied  $R_{aT} (1 - \alpha^2) (p^2 G_{el}^2 + q^2 B_{el}^2)$  und das von den Imaginärteilen — also auch von der Abstimmung — abhängige Glied  $J_m = R_{aT} [B_{kr} + B_m + B_{el} (1 - \alpha q)]$  besonderer Betrachtung. Bei modernen Röhren und nicht extrem hohen Frequenzen, etwa  $f < 500$  MHz, ist  $p^2 G_{el}^2 \ll q^2 B_{el}^2$ . Die Größe  $B_{el} = \omega \Delta C_g$  in der  $\Delta C_g$  die elektronische Kapazität der GK-Strecke bezeichnet, nimmt proportional mit der Frequenz zu. Da  $\Delta C_g$  selbst 0,5 bis 1,5 pF und  $q = 1 \dots 1,5$  ist, erreicht  $q^2 B_{el}^2$  bei hohen Frequenzen erhebliche Werte und überwiegt gegenüber allen übrigen Gliedern von (7). Der Größe des Korrelationsfaktors  $\alpha$  kommt daher entscheidende Bedeutung zu. Für  $\alpha \approx 0,7$  wird nämlich  $(1 - \alpha^2) \approx 0,5$ , d.h., erst bei 70% der Korrelation sinkt dieses Glied auf die Hälfte. Für  $(1 - \alpha^2) \approx 0,2$  ist  $\alpha \approx 0,9$ . Wir sehen daraus, daß eine wesentliche Herabsetzung des Röhrenrauschens erst beim Vorhandensein einer nahezu vollständigen Korrelation der beiden Rauschströme  $\bar{i}_g$  und  $\bar{i}_a$  möglich wird. Leider läßt sich z. Z. noch keine sichere Aussage über alle Ursachen einer nicht vollständigen Korrelation der beiden

Rauschströme machen und auch die Abhängigkeit des Faktors  $\alpha$  von den verschiedensten Betriebsparametern nicht hinreichend erklären. Man kann lediglich aus Messungen schließen, daß bei modernen Trioden, wie z. B. den Typen EC 92, EC 85, PCC 84 usw., der Faktor etwa 70%...80% beträgt.

Die Größe des Gliedes  $J_m = R_{aT} [B_{kr} + B_m + B_{el} (1 - \alpha q)]^2$  hängt von der Abstimmung  $B_{kr}$  des Eingangskreises ab, jedoch nicht von dessen Resonanzleitwert  $G_{kr}$ . Dabei interessieren vor allem die Werte von  $J_m$  für den Fall der Resonanzabstimmung des Eingangskreises und die Bedingung für das Verschwinden von  $J_m$ . Aus (4) folgt als Resonanzbedingung, für die der gesamte Blindleitwert am Eingang Null wird

$$B'_{kr} + B_m + B_{el} + x S \sin \varphi_s = 0 \quad (9)$$

In dieser Formel wurde für die komplexe Steilheit  $\mathfrak{S} = S \cos \varphi_s + j S \sin \varphi_s$ , mit  $S$  als Betrag und  $\varphi_s$  als Phasenwinkel, gesetzt. Für das Verschwinden von  $J_m$  ist hingegen der Eingangskreis auf einen solchen Wert  $B'_{kr} \neq B'_{kr}$  abzustimmen, daß

$$B''_{kr} + B_m + B_{el} (1 - \alpha q) = 0 \quad (10)$$

wird. Bei Abstimmung des Eingangskreises auf die Resonanzfrequenz entsprechend (9) erreicht  $J_m$  den Wert

$$J_{m \text{ Res}} = R_{aT} (\alpha q B_{el} + x S \sin \varphi_s)^2 \quad (11)$$

und bei dessen Abstimmung auf das Rauschminimum, entsprechend (10), den Wert Null. Der Blindleitwert  $\Delta B_{kr} = B''_{kr} - B'_{kr}$ , um den der Kreis aus seiner Resonanzlage heraus verstimmt werden muß, damit das Rauschminimum erreicht wird, errechnet sich aus (9) und (10) zu

$$\Delta B_{kr} = \alpha q B_{el} + x S \sin \varphi_s \quad (12)$$

Nun ist  $\varphi_s = -\left(\frac{11}{30} \Theta_1 + \frac{2}{3} \Theta_2\right)$  immer negativ,  $\alpha q B_{el}$  hingegen

immer positiv. ( $\Theta_1$  bzw.  $\Theta_2$  bezeichnen die statischen Laufzeitwinkel im GK- bzw. GA-Raum.) Es gibt daher einen solchen Wert  $x$ , für den (12) verschwindet, d.h. aber, daß dann die Resonanzlage und die Abstimmung auf das Rauschminimum zusammenfallen. Für moderne Trioden beträgt bei etwa 500 MHz dieser Wert  $x = 0,4 \dots 0,5$ , er wird also durch eine solche ZB-Schaltung verwirklicht, die etwa in der Mitte zwischen der reinen KB- und der reinen GB-Schaltung liegt.

Für reine KB-Schaltung,  $x = 0$ , folgt aus (12)

$$\Delta B_{kr} = \omega \Delta C_{kr} = \alpha q \omega \Delta C_g \quad (13a)$$

Da nach Ausweis der Experimente  $\alpha q \approx 1$  ist, ergibt sich aus (13a)

$$\Delta C_{kr} \approx \Delta C_g \quad (13b)$$

Der Kreis ist also in der KB-Schaltung aus der Resonanzabstimmung heraus kapazitiv um die elektronische Gitterkapazität  $\Delta C_g$  zu verstimmen, um die rauschminimale Einstellung zu erreichen.

Für reine GB-Schaltung mit  $x = 1$  folgt aus (12), wenn wiederum  $\alpha q \approx 1$  angenommen wird, nach Einsetzen des Betrages für  $\varphi_s$  (der aus der Laufzeittheorie der Trioden berechnet werden kann)

$$\Delta B_{kr} = \omega \Delta C_{kr} \approx B_{el} + S \sin \varphi_s = -\frac{2}{5} \omega \Delta C_g \quad (14)$$

In der Gitterbasis-Schaltung muß demnach der Kreis induktiv aus der Resonanzlage heraus verstimmt werden, um das Rauschminimum zu erreichen.

Zum Abschluß dieses Abschnitts wollen wir noch kurz auf die ältere Theorie der Grenzeempfindlichkeit eingehen. Ihre wesentlichen Unterschiede gegen die hier wiedergegebene Darstellung lassen sich in drei Punkten zusammenfassen.

1. An Stelle der gitterseitigen Rauscheinströmung  $\bar{i}_g$  wurde der ihr zugeordnete, mit 1,43facher Katodentemperatur rauschende Leitwert  $G_{el}$  benutzt. Im Gegensatz dazu rauscht der Realteil  $G_{el}$  des elektronischen Eingangsleitwertes in unserer Darstellung praktisch nicht, da  $G_{el}$  immer mit dem Faktor  $(1 - \alpha p)$  multipliziert vorkommt, der klein gegen 1 ist. Die Annahme einer Rauschtemperatur, die höher als die Katodentemperatur liegt, ist physikalisch unbefriedigend.



2. Die ältere Theorie vernachlässigte jegliche Korrelation zwischen  $\bar{i}_g$  und  $\bar{i}_a$  bzw.  $Y_{el}$  und  $\bar{i}_a$ . Aus diesem Grunde blieb die Tatsache, daß sich durch Verstimmung des Eingangskreises aus der Resonanzlage das Rauschen vermindern läßt, unberücksichtigt.

3. In den früheren Darstellungen wurde der Leitwert der Gesamtemission  $G_m$  nicht eingeführt; nach den bisherigen Erkenntnissen verursachte dies jedoch keinen nennenswerten Fehler.

## 2. Berechnung der Rauschzahl F

Nach der eingangs gegebenen Definition der Rauschzahl haben wir zu ihrer Berechnung den Quotienten

$$F = \frac{|\bar{I}_r|^2}{|\bar{i}_A|^2} \quad (15)$$

zu bilden [4]. Aus (8b) und (1a) folgt

$$F = \frac{G_A + G_{kr} + R_{aT}(G_A + G_{kr})^2 + G_r}{G_A} = 1 + \frac{G_{kr} + R_{aT}(G_A + G_{kr})^2 + G_r}{G_A} = 1 + F_Z \quad (16a)$$

Die kleinstmögliche Rauschzahl ist nach (16a) gleich 1. Sie könnte dann erreicht werden, wenn die Röhre völlig rauschfrei und der Kreisleitwert  $G_{kr} = 0$  wäre. Die Größe

$$F_Z = \frac{G_{kr} + R_{aT}(G_A + G_{kr})^2 + G_r}{G_A} \quad (16b)$$

charakterisiert den an die Antenne angeschlossenen Vierpol allein. Aus (16) ist ersichtlich, daß  $F_Z$  und  $F$  von  $G_A$  abhängen. Zur Diskussion dieser Abhängigkeit sollen zwei Fälle unterschieden werden.

1. Der Fall der Leistungsanpassung (LA) ist gekennzeichnet durch die Bedingung

$$G_A = G_{kr} + G_m + G_{el} + x S \cos \varphi_s = G_{kr} + G_{eing} \quad (17)$$

Dabei wurde  $G_{eing} = G_m + G_{el} + x S \cos \varphi_s$  gesetzt.

2. Der Fall der Rauschanpassung (RA) ist gekennzeichnet durch die Bedingung, daß  $F_Z$  nach (16b) in Abhängigkeit von  $G_A$  ein Minimum erreicht. Der dazugehörige optimale Antennenleitwert  $G_{A \text{ opt}}$  beträgt, wie man durch Differenzieren von (16b) nach  $G_A$  sofort errechnen kann,

$$G_{A \text{ opt}} = \sqrt{\frac{G_r + G_{kr} + R_{aT} G_{kr}^2}{R_{aT}}} \quad (18)$$

Diese Gleichung gilt allgemein und ist nicht von der gewählten Schaltungsart abhängig. Setzen wir  $G_{A \text{ opt}}$  in (16b) ein, so erhalten wir die optimale Rauschzahl  $F_{Z \text{ opt}}$

$$F_{Z \text{ opt}} = 2 \left[ R_{aT} G_{kr} + \sqrt{R_{aT} (G_r + G_{kr})} \right] \quad (19)$$

(19) stellt, ähnlich wie (16b), eine sehr gute Näherung dar. Da  $R_{aT}$  praktisch frequenzunabhängig ist und  $G_r$  nach (7) annähernd quadratisch mit der Frequenz zunimmt, wächst in erster Näherung  $F$  proportional mit der Frequenz.

Für den Fall der LA erhalten wir für  $F_Z$  aus (16) und (17)

$$F_Z = 1 + \frac{G_r - G_{eing}}{G_{kr} + G_{eing}} + 3 R_{aT} G_{kr} + R_{aT} G_{eing} \quad (20)$$

Nun ist  $G_m + G_{el} < G_r$  und, da in der KB-Schaltung  $G_{eing} = G_m + G_{el}$  ist, so ergibt sich aus (18), daß in diesem Fall  $G_{A \text{ opt}} > G_{kr} + G_{eing}$ . Umgekehrt liegen die Verhältnisse für die GB-Schaltung. In dieser Schaltung ist  $G_{eing} = G_m + G_{el} + x S \cos \varphi_s > G_r$  und daher  $G_{A \text{ opt}} < G_{kr} + G_{eing}$ .

Wir sehen daraus, daß unter Zugrundelegung einer „rauschoptimalen“ Antenne  $G_{A \text{ opt}}$  nach (18) in der KB-Schaltung eine Überanpassung und in der GB-Schaltung eine Unteranpassung der Antenne an den Vierpoleingang vorliegt. Der Idealfall liegt naturgemäß dort, wo LA und RA zusammenfallen. Dies ist nach obigen Darlegungen nur in der ZB-Schaltung möglich. Zur Ermittlung des dafür erforderlichen Eingangskreiswertes setzen wir

$$G_{A \text{ opt}} = \sqrt{\frac{G_r + G_{kr} + R_{aT} G_{kr}^2}{R_{aT}}} = G_{kr} + G_{eing} = G_{kr} + G_m + G_{el} + x S \cos \varphi_s \quad (21a)$$

Da eine strenge Einhaltung des optimalen Antennenleitwertes für die Rauschzahl ziemlich unkritisch ist, kann man (21a) etwas vereinfachen, indem kleinere Glieder darin vernachlässigt werden. Mit dieser Vernachlässigung erhalten wir dann

$$\sqrt{\frac{G_r + G_{kr}}{R_{aT}}} \approx G_{kr} + G_{el} + x S \cos \varphi_s \quad (21b)$$

Aus dieser Gleichung läßt sich der erforderliche Wert  $x$  ausrechnen. Er beträgt für 200 MHz rund 0,3 und steigt für 500 MHz auf etwa 0,5 an. Bei Frequenzen um 1000 MHz fallen hingegen in der GB-Schaltung die RA und LA zusammen, da  $G_r$ ,  $G_{el}$  und  $G_m$  quadratisch mit der Frequenz zunehmen und dann  $G_{A \text{ opt}} \approx G_{eing}$  wird. Bei der Berechnung des optimalen Antennenleitwertes ist noch darauf zu achten, daß  $G_{A \text{ opt}}$  nach (7) in der Resonanzabstimmung größer als in der Abstimmung des Kreises auf die minimale Rauschzahl ist.

Wie schon im Abschnitt 1 ausgeführt wurde, fällt in der ZB-Schaltung im Frequenzgebiet von 200 MHz bis 500 MHz für  $x \approx 0,3 \dots 0,5$  die Resonanzlage mit der rauschoptimalen Einstellung des Kreises zusammen. Bedenkt man ferner, daß die Schwierigkeiten bei der Neutralisation für  $x \approx 0,5$  erheblich unkritischer werden als in der KB-Schaltung (da dann  $C_{ga}$  etwa mit seinem halben Wert wirksam ist) und daß für  $x \approx 0,4$  LA und RA in diesem Frequenzgebiet nicht allzuweit auseinanderliegen, so ist die Wahl  $x \approx 0,5$  sehr für die Dimensionierung einer Eingangsschaltung mit einer Einzeltriode zu empfehlen.

## 3. Einfluß von Rückkopplungen auf die Rauschzahl

Bei den Betrachtungen im Abschnitt 2 und 3 setzten wir neutralisierte, d.h. rückkopplungsfreie Stufen voraus. Von den verschiedensten in der Schaltung vorhandenen Rückwirkungsleitwerten beeinflussen nach den bisherigen Erkenntnissen jedoch nur diejenigen die Rauschzahl, die zwischen Gitter und Anode liegen bzw. auf diese Strecke transformiert erscheinen. (Hingegen beeinflussen alle Rückwirkungsleitwerte die Signalverhältnisse in der Schaltung.) Für die rechnerische Behandlung dieser Einflüsse sind zwei Fälle zu unterscheiden.

a) Der Betrag des Rückwirkungsleitwertes sei  $|Y_r| \ll |\mathcal{S}|$ .

In diesem Fall wird die Rauschzahl nur in geringem, praktisch vernachlässigbarem Umfang durch  $Y_r$  beeinflusst, weil die von  $Y_r$  auf den Eingang übertragenen Leitwerte nahezu rauschfrei sind. Wie schon erwähnt, ergibt sich aber eine Beeinflussung der Signalverhältnisse, die wir an Hand der Abb. 2 für die KB-Schaltung zeigen wollen. In Abb. 2 wurde die Abhängigkeit des äquivalenten Rauschleitwertes

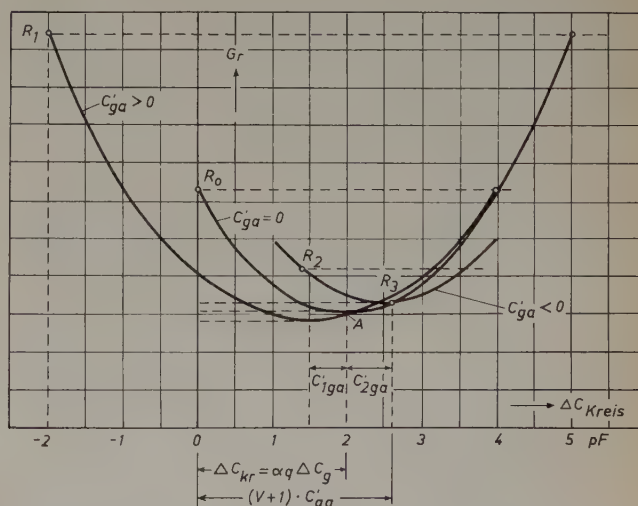


Abb. 2. Abhängigkeit des äquivalenten Rauschleitwertes  $G_r$  einer Triode von der Verstimmung des Eingangskreises in pF gegen die Resonanzlage ( $C'_{ga} = 0$  für neutralisierte,  $C'_{ga} > 0$  für unterneutralisierte und  $C'_{ga} < 0$  für überneutralisierte Stufen)

$G_r$  über der Verstimmung des Eingangskreises in pF aufgetragen. Die Kurve mit  $C'_{ga} = 0$  gilt für vollständige Neutralisation, die Kurven mit  $C'_{ga} > 0$  bzw.  $C'_{ga} < 0$  für Unter- bzw. Überneutralisation. Mit R wurde jeweils die Resonanzlage auf der pF-Skala des Eingangs-



kreises gekennzeichnet.  $C'_{ga}$  selbst bezeichnet die in der Schaltung vorhandene negative bzw. positive Anoden-Gitterkapazität, also nicht unbedingt die reine Gitter-Anodenkapazität der Röhre. Aus der Kurve für  $C'_{ga} = 0$  sieht man deutlich im Punkt A das Minimum von  $G_r$  im Abstand  $\Delta C_{kr} = a q \Delta C_g$  rechts vom Resonanzpunkt liegen, wie aus (13a) folgt. Aus dem Verlauf der Kurven für  $C'_{ga} \leq 0$  ergibt sich, daß die Lage des Minimums von  $G_r$  sich nur um den Betrag  $\pm C'_{ga}$  selbst nach links oder rechts verschiebt und der Wert von  $G_r$  nur unbedeutend angehoben bzw. vermindert wird. Hingegen wandert der Resonanzpunkt R um den Betrag  $(V+1) C'_{ga}$  nach rechts oder links, also relativ stark. (Mit  $V$  sei der Betrag der Spannungsverstärkung der Stufe, der meist  $> 1$  ist, bezeichnet.) Diese Verschiebung des Resonanzpunktes ist aus der Theorie der Rückwirkung allgemein bekannt. Das Verhalten des Minimums von  $G_r$  im Hinblick auf seine Lage und Höhe wurde jedoch erst kürzlich in mehreren Arbeiten von H. Rothe theoretisch geklärt [3]. Da nach obigen Ausführungen die Verschiebung der Resonanzlage viel stärker als die des Minimums von  $G_r$  erfolgt, ist es für einen geeigneten Wert  $C'_{ga}$  möglich, eine solche Fehlneutralisation einzustellen, daß der Eingang sowohl auf die Resonanzfrequenz (Punkt R<sub>3</sub>) als auch zugleich auf das Minimum von  $G_r$  abgestimmt ist. Diese Möglichkeit ist für die Praxis von erheblicher Bedeutung, weil ein aus der Resonanzlage heraus verstimmtter Eingangskreis für den Serienabgleich von Geräten unbrauchbar ist. Im einzelnen muß hier auf die Spezialliteratur verwiesen werden [3].

b) Der Betrag des Rückwirkungsleitwertes  $|Y_r|$  ist nicht gegen  $\mathcal{E}$  zu vernachlässigen. Dann läßt sich das rauschmäßige Verhalten näherungsweise so beschreiben, als ob nur der Wert des äquivalenten

Rauschwiderstandes  $R_{aT}$  um den Faktor  $\left| \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E} - Y_{ga}} \right|^2$  (gegenüber dem Wert nach (2) bei Rückwirkungsfreiheit) geändert würde. Ist

$Y_r$  ein kapazitiver Blindleitwert  $Y_{ga}$ , so wird stets  $\left| \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E} - Y_{ga}} \right|^2 < 1$ .

Bei höheren Frequenzen kann daher die Verminderung von  $R_{aT}$  auf Grund der natürlich vorhandenen Gitter-Anodenkapazität recht beachtliche Werte annehmen. Nach (7) und (16a) wird aber dadurch auch die Rauschzahl  $F$  vermindert.

Die Anwendung einer relativ starken Rückwirkung kann jedoch nur in solchen Fällen erfolgen, in denen die Schwingsicherheit gewährleistet bleibt, z. B. in der Cascode-Schaltung. In dieser Schaltung arbeitet die erste Triode in KB-Schaltung auf einen sehr niederohmigen Eingang der zweiten Triode, die in GB-Schaltung betrieben wird. Es sei im Zusammenhang damit noch erwähnt, daß durch die Anwendung einer starken kapazitiven Rückkopplung über  $C_{ga}$  der Eingangsleitwert und damit die Verstärkung erheblich absinken. Im übrigen muß auch hier auf das Spezialschrifttum verwiesen werden [7].

#### 4. Rauschmeßtechnik

Bei der Messung der Rauschzahlen, des äquivalenten Rauschwiderstandes und des äquivalenten Rauschleitwertes  $G_r$  hat sich eine gesättigte Rauschdiode bis zu Frequenzen von etwa 1500 MHz weit-

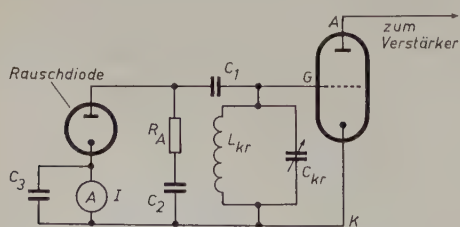


Abb. 3. Schaltbild einer HF-Eingangstriode zur Messung der Rauschzahl bzw. des äquivalenten Rauschleitwertes

gehend eingebürgert und bewährt. Bei nicht zu hohen Frequenzen (bis etwa 500 MHz) hat eine gesättigte Diode einen sehr hohen Innenwiderstand  $R_i$  in der Größenordnung von 1 M $\Omega$ . Sie liefert daher in den Eingang der zu untersuchenden Schaltung eine praktisch be-

lastungsunabhängige Rauscheinströmung  $\overline{i_{schrot}^2}$ , die sich aus der Schottkyschen Beziehung

$$\overline{i_{schrot}^2} = 2 e I \Delta f \quad (22)$$

( $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  A/s Elementarladung des Elektrons,  $I$  Anodengleichstrom der Diode in A,  $\Delta f$  Bandbreite in Hz) angeben läßt. Die Messung der Rauschzahl selbst erläutern wir an Hand der Abb. 3, in der zur Vereinfachung die Gleichstromzuführungen weggelassen wurden. Der Widerstand  $R_A$  ersetzt den auf die GK-Strecke übertragenen Antennenwiderstand. Der Anodenstrom  $I$  der Diode wird nun so weit gesteigert, bis die bei ungeheizter Rauschdiode vorhandene Rauschspannung der zu untersuchenden Röhre auf den  $\sqrt{2}$ -fachen Wert angestiegen ist, falls der Verstärker linear anzeigt. Die Rauschzahl des Verstärkers beträgt dann

$$F = 20 \left[ \frac{1}{V} \right] \cdot R_A \cdot I \quad (23)$$

Naturgemäß hat die Rauschzahl in Abhängigkeit von  $R_A$  ein Minimum, das durch Veränderung von  $R_A$  gefunden werden kann. Besitzt man einen in kTo-Einheiten geeichten Rauschgenerator, wie sie z. Z. bis zu Frequenzen von 300 MHz erhältlich sind, so schaltet man zwischen den Ausgang des Rauschgenerators (meist  $R_i = 60$ ) und den Verstärkereingang einen möglichst verlustlosen Transformator und paßt damit den Generator an den Verstärkereingang entweder „rauschoptimal“ oder „leistungsoptimal“ an und liest die Rauschzahl am Generator direkt ab.

Zur Messung von  $G_r$  benutzt man ebenfalls die Schaltung nach Abb. 3 und läßt lediglich den Widerstand  $R_A$  ganz weg. Auch in diesem Fall wird der Diodenstrom  $I$  so weit gesteigert, bis der vor Zuschalten der Diodeneinströmung vorhandene Ausschlag auf den  $\sqrt{2}$ -fachen Wert ansteigt. Dann ist  $|I_r|^2$  nach (6) gleich  $\overline{i_{schrot}^2}$  der Diode nach (22). Für  $C_{ga} = 0$  und bei Extrapolation auf einen Kreisleitwert  $G_{kr} = 0$  ist nach (8a) und (22)

$$|I_r|^2 = 4 k T_0 \Delta f G_r = 2 e I \Delta f \quad (24)$$

Nach Einsetzen des Zahlenwertes für die Größe  $\frac{k T_0}{e} = \frac{1}{40}$  [V] folgt daraus

$$G_r = 20 \left[ \frac{1}{V} \right] \cdot I \quad (25)$$

Dies ist eine sehr einfache Beziehung, in der die Bandbreite nicht mehr vorkommt und die exakt durch Messung des Gleichstromes  $I$  ermittelt werden kann. Allerdings setzt diese Meßmethode voraus, daß die Rauscheinströmung der Diode durch Zuleitungsinduktivitäten zu den Röhren nicht transformiert wird. Auch muß die Stufe einwandfrei neutralisiert werden. Um Fehler zu vermeiden, empfiehlt es sich daher, die Messung von  $G_r$  bei einer hinreichend geringen Frequenz durchzuführen, z. B. 40 bis 50 MHz, bei der weder nennenswerte Transformationen noch Schwierigkeiten bei der Neutralisation auftreten. Zur Umrechnung auf eine andere Frequenz ist lediglich zu beachten, daß sich  $G_r$  quadratisch mit der Frequenz ändert. Für die Messung von  $G_r$  ist die KB-Schaltung der GB-Schaltung vorzuziehen, da bei der letzteren wegen der erheblichen Eingangsdämpfung die Resonanzlage kaum genau ermittelt werden kann. Außerdem macht sich wegen des geringeren Gewinns der GB-Schaltung gegenüber der KB-Schaltung das Rauschen der nachfolgenden Röhren stärker bemerkbar und vermindert die Meßgenauigkeit. Prinzipiell genügt die Kenntnis des Wertes von  $G_{r \min}$  in der Abstimmung auf minimales Rauschen. Dieser Wert ist besonders wichtig, weil er für die KB-, ZB- und GB-Schaltung der gleiche ist und zusammen mit  $R_{aT}$  das rauschmäßige Verhalten einer neutralisierten bzw. nahezu neutralisierten Stufe eindeutig beschreibt und ein Maß für ihre rauschmäßige Qualität darstellt.

Für Messungen bei höheren Frequenzen, etwa oberhalb von 200 MHz, können mit hinreichender Genauigkeit nur die Rauschzahlen  $F$  gemessen werden. Leider fehlen für dieses Frequenzgebiet im Handel erhältliche Rauschgeneratoren, da Gasgeneratoren nur für die Hohlrohrtechnik praktische Bedeutung besitzen. Mit Hilfe einer geeigneten Rauschdiode läßt sich jedoch ohne großen mechanischen Aufwand ein für dieses Frequenzgebiet geeigneter Rauschgenerator aufbauen und eichen. Darüber hinaus sollen die nachfolgenden Ausführungen einen Einblick in die Transformation der Rauschströme bei sehr hohen Frequenzen vermitteln. Die erste Aufgabe dazu besteht in der



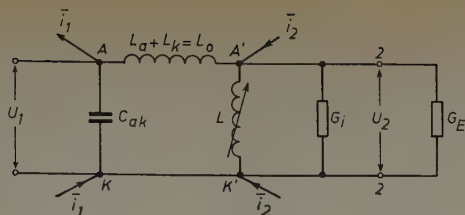


Abb. 4. Vierpol-Ersatzbild einer Rauschdiode zur Berechnung der Transformation von Rauschströmen

Berechnung und Messung dieser Transformationen, die durch die Zuleitungsinduktivitäten zur Anode und Katode der Diode und die Diodenkapazität entstehen. Dies wollen wir an Hand der Abb. 4 erläutern. In Abb. 4 bezeichnet  $C_{ak}$  die noch als konzentriert angenommene Kapazität zwischen der Anode und Katode der Rauschdiode,  $L_a$  und  $L_k$  die Zuleitungsinduktivitäten zwischen der „wahren“, inneren Anode A bzw. Katode K und den schaltungsmäßig zugänglichen äußeren Anschlußklemmen A' und K'. Die Summe  $L_a + L_k$  wurde einfachheitshalber zu der Gesamtinduktivität  $L_0$  zusammengefaßt. In die innere Katode K strömt ein Rauschstrom  $\bar{i}_1$  nach (22) ein und an der wahren Anode aus. Die Induktivität  $L_0$  verursacht bei höheren Frequenzen (etwa  $f > 200$  MHz) im Zusammenwirken mit  $C_{ak}$  eine merkbare Transformation dieser Einstromung an den Punkten K' und A' in den Wert  $\bar{i}_2$ . Wir setzen nun voraus, daß mit Hilfe einer Abstimminduktivität  $L$  die Resonanz zwischen den Punkten K' und A' hergestellt wird. Am Ausgang des Rauschgenerators befindet sich ein phasenreiner Widerstand  $R_i = \frac{1}{G_i}$ , der ihm einen definierten Innenwiderstand gibt. Um Anpassung an den in Deutschland einheitlich normierten Wellenwiderstand konzentrischer Leitungen ( $Z = 60 \Omega$ ) zu ermöglichen, ist  $R_i = Z$  zu machen.  $R_e = \frac{1}{G_e}$

an den Punkten 2—2 stellt den ebenfalls phasenreinen Eingangswiderstand des zu untersuchenden Empfängers dar. In der Technik macht man fast immer  $R_e = Z$ . Die Verbindung zwischen den Punkten A'—K' und 2—2 sei durch eine homogene konzentrische Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z$  gebildet. Da der innere Widerstand der Rauschdiode auch bei  $f = 1500$  MHz noch einige k $\Omega$  beträgt, kann er gegen  $R_i$  und  $R_e$  vernachlässigt werden. Unter diesen Voraussetzungen wollen wir die Einstromung  $\bar{i}_2$ , die in die Parallelschaltung von  $G_i$  und  $G_e$  einströmt, berechnen. Dies geschieht am einfachsten mit Hilfe der Vierpoltheorie. Wir benutzen dazu die Vierpolgleichungen in der Form

$$I_1 = A U_1 + B U_2 \quad (26a)$$

$$I_2 = C U_1 + D U_2 \quad (26b)$$

Zwischen den Punkten A' und K' herrscht Resonanz, wenn die Abstimminduktivität  $L$  so gewählt ist, daß die Bedingung

$$\frac{1}{\omega L} = \frac{\omega C_{ak}}{1 - \omega^2 L_0 C_{ak}} \quad (27)$$

erfüllt wird. Für die Vierpolkonstanten von (26) ergeben sich die Ausdrücke

$$A = j \omega C_{ak} + \frac{1}{j \omega L_0} \quad B = -\frac{1}{j \omega L_0} \quad (28)$$

$$C = -\frac{1}{j \omega L_0} \quad D = G_i + G_e + \frac{1}{j \omega L_0} + \frac{1}{j \omega L}$$

Unter der Einwirkung der primären Einstromung  $\bar{i}_1$  in den Vierpol-eingang A—K entsteht an den Klemmen 2—2 die Spannung

$$U_2 = \frac{\bar{i}_1}{B - \frac{A D}{C}} \quad (29)$$

Diese Spannung treibt nun in die Parallelschaltung  $G_i + G_e$  die gesuchte, an den Klemmen 2—2 vorhandene Rauscheinströmung  $\bar{i}_2$ . Für  $\bar{i}_2$  erhalten wir bei Berücksichtigung von (27) den Ausdruck

$$\bar{i}_2 = U_2 (G_i + G_e) = \bar{i}_1 \frac{G_i + G_e}{B - \frac{A D}{C}} = \bar{i}_1 \frac{1}{1 - \omega^2 L_0 C_{ak}} \quad (30)$$

Den Transformationsfaktor  $\frac{1}{1 - \omega^2 L_0 C_{ak}}$  nennen wir  $t$ . Aus (30)

folgt, daß eine Rauschdiode mit endlichen Werten  $L_0$  und  $C_{ak}$  nur unterhalb der Serienresonanz von  $L_0$  und  $C_{ak}$  verwendbar ist, d.h., solange  $1 - \omega^2 L_0 C_{ak} > 0$  ist. Für die Messung der Rauschzahl benötigen wir nach (22) und (23) das Quadrat des transformierten Schrotstromes  $|\bar{i}_2|^2$ . Aus (30) erhalten wir

$$|\bar{i}_2|^2 = |\bar{i}_1|^2 \frac{1}{1 - \omega^2 L_0 C_{ak}} = |\bar{i}_1|^2 t^2 \quad (31)$$

In der (bei tieferen Frequenzen gültigen) Formel (23) haben wir daher die rechte Seite jetzt noch mit dem Faktor  $t^2 > 1$  zu multiplizieren

$$F = 20 \left[ \frac{1}{V} \right] \cdot R_A I t^2 = 20 \left[ \frac{1}{V} \right] \cdot R_i I t^2 \quad (32)$$

Zur Ermittlung des Faktors  $t$  müssen nun  $C_{ak}$  und  $L_0$  durch Messung bestimmt werden. Die wirksame, an den zugänglichen Klemmen der Diode meßbare Kapazität  $C_w$ , die sich aus der Serienschaltung von  $C_{ak}$  und  $L_0$  ergibt, wie aus Abb. 4 ersichtlich ist, beträgt

$$C_w = \frac{C_{ak}}{1 - \omega^2 L_0 C_{ak}} = \frac{C_{ak}}{1 - 4 \pi^2 f^2 L_0 C_{ak}} \quad (33a)$$

Tragen wir nun den reziproken Wert von  $C_w$  über  $f^2$  auf, so ergibt sich nach der Beziehung

$$\frac{1}{C_w} = \frac{1}{C_{ak}} (1 - 4 \pi^2 L_0 C_{ak}) = \frac{1}{C_{ak}} - 4 \pi^2 f^2 L_0 \quad (33b)$$

eine Gerade. Bei tieferen Frequenzen ist  $4 \pi^2 f^2 L_0 C_{ak} \ll 1$ , wir messen daher in diesem Fall den Wert  $\frac{1}{C_w} = \frac{1}{C_{ak}}$ . Mit steigender Frequenz nimmt das Glied  $4 \pi^2 f^2 L_0$  zu, so daß  $\frac{1}{C_w}$  immer kleiner wird. Schließt man nun die zu untersuchende Diode an eine Meßleitung an und nimmt die Abhängigkeit  $\frac{1}{C_w}$  von  $f^2$  in einem

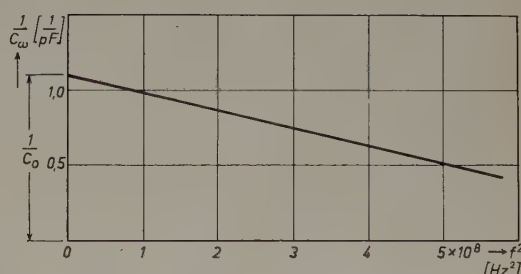


Abb. 5. Die Abhängigkeit der reziproken wirksamen Kapazität  $\frac{1}{C_w}$  einer Rauschdiode von dem Quadrat der Frequenz

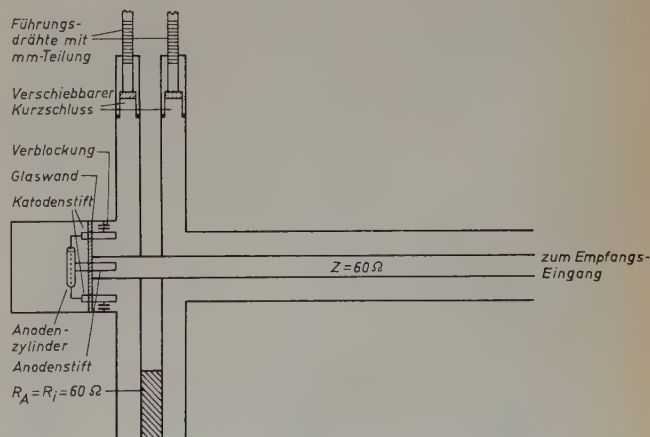


Abb. 6. Schema eines Rauschgenerators für etwa 400 MHz bis etwa 1500 MHz

Frequenzgebiet von etwa 300 MHz bis etwa 1000 MHz auf, so ergibt sich, wie aus Abb. 5 hervorgeht, nach Extrapolation auf  $f = 0$  der Wert der statischen Kapazität  $C_{ak}$ . Ferner erhalten wir aus der Steigung der Geraden, d.h. durch Differentiation von (33b) nach  $f^2$



$$\frac{d(1/C_0)}{d(f^2)} = -4\pi^2 L_0 \quad (34)$$

Damit ist die Berechnung des Faktors  $t$  möglich.

Den praktischen Aufbau eines für Rauschzahlmessungen geeigneten Generators zeigt Abb. 6, für den jede Rauschdiode mit zentrisch angeordnetem Anodenstift benutzt werden kann. Die beiden Katoden-(Heizer-)Stifte sind kapazitiv an den Außenleiter einer konzentrischen Leitung angeschlossen, während der Anodenstift in den Innenleiter hineinragt. Als Abstimminduktivität dient eine mit verschiebbarem Kurzschluß abgeschlossene Leitung, deren Länge  $< \frac{\lambda}{4}$  sein muß.

Den phasenreinen Innenwiderstand  $R_i$  des Generators legt man zweckmäßig in die anderseitige Verlängerung der abstimmbaren Induktivität. Die homogene Hauptleitung besitzt an ihrem Ende einen dezimetrischen Anschlußstecker, der unmittelbar an den Eingang des zu untersuchenden Empfängers angeschlossen wird. Der Abgleich des Generators wird folgendermaßen durchgeführt. Das zum Anschluß an den Empfänger bestimmte Ende der Leitung wird an eine Meßleitung desselben Wellenwiderstandes angekoppelt. Die Führungsdrähte der abstimmbaren Induktivität versieht man mit einer mm-Teilung und verschiebt den Kurzschluß so lange, bis die Welligkeit auf der Meßleitung ein Minimum erreicht. Reflexionsfaktoren von 3% bei 1000 MHz lassen sich bei sorgfältigem Aufbau erreichen. Führt man diesen Abgleich für mehrere Frequenzen durch, so kann man

dann in Kurvenform die Abhängigkeit der Lage des Kurzschlußschiebers von der Wellenlänge gewinnen. Es empfiehlt sich, den Rauschgenerator in ein Gehäuse einzubauen, in dem die Heizstromquelle, die Anodenspannung und auch ein genaues Meßinstrument zur Messung des Anodengleichstroms  $I$  vorhanden sind. Ergänzend sei noch erwähnt, daß bei der Messung von  $L_0$  und  $C_{ak}$  mit der Meßleitung die Katoden-(Heizer-)Stifte bereits mit den gewählten Verblockungskondensatoren an den Außenleiter der Meßleitung angeschlossen werden müssen, weil diese Kapazitäten die Transformations-eigenschaften beeinflussen.

#### Schrifttum

- [1] Rothe, H.: Die Grenzempfindlichkeit von Verstärkerröhren; Teil I: Theorie der Triode. A. E. Ü. Bd. 6 (1952), S. 461—468
- [2] Cantz, R.: Hochfrequenzverstärkung mit Trioden. Telefunken-Röhre, Sonderheft zum 70. Geburtstag v. Prof. Rukop (1953), S. 52—69
- [3] Rothe, H.: Die Grenzempfindlichkeit gittergesteuerter Röhren; Teil II: Der Einfluß von Rückkopplungen auf die Geräuschzahl von Trioden. Telefunken-Röhre, Festschrift zur 50-Jahr-Feier der Telefunken G. m. b. H. (1953), S. 246—276
- [4] Rothe, H.: Die Grenzempfindlichkeit von Verstärkerröhren; Teil III: Äquivalenter Rauschleitwert und Geräuschzahl. A. E. Ü. Bd. 8 (1954), S. 201—212
- [5] Bekker, C. J.: Fluctuations and elektron inertia. Physica Bd. 8 (1941), S. 23—43
- [6] Campbell, N. R., Francis, V. J., Janes, E. G.: Noise factor of valve amplifiers. Wirel. Eng. Bd. 23 (1946), S. 74 und 116

## Magnetisches Mikrofon mit Transistor-Verstärker

Für viele Verwendungszwecke besteht der Wunsch, Frequenzbereich und Geräuschabstand der üblicherweise in Handapparaten verwendeten Mikrofone zu verbessern, um für Betriebsarten, bei denen ein hoher Sicherheitsgrad gefordert wird, eine bessere Sprachverständlichkeit zu erreichen.

Im Zuge dieser Entwicklung wurde von der *Remler Company Ltd.*, San Francisco/California, ein Mikrofon mit eingebautem Vorverstärker geschaffen. Dieses Mikrofon arbeitet nach dem magnetischen Prinzip und ist so aufgebaut, daß es auch unter extremen Betriebsbedingungen hohe Betriebssicherheit und lange Lebensdauer gewährleistet. Die Membrane besteht aus Beryllium-Kupfer und wird einer speziellen thermischen Behandlung unterzogen. Die Bewegung der Membrane überträgt ein rostfreier Stahlstift auf das eigentliche Magnetsystem, das als getrennte Baueinheit während der Fertigung für sich justiert wird.

Der niedrige Ausgangspegel des magnetischen Mikrofons macht eine zusätzliche Verstärkung notwendig. Mit Elektronenröhren — selbst in Subminiaturausführung — müßte der Verstärker außerhalb des Handapparates untergebracht werden. Deshalb findet hier ein zweistufiger Transistor-Verstärker Verwendung, der zwei *Raytheon-CK 721*-Transistoren enthält. Durch diese Technik gelang es, Mikrofonsystem und Vorverstärker auf so kleinem Raum unterzubringen, daß das Volumen

nicht größer ist als das einer üblichen Kohle-Sprechkapsel. Die Verstärkerschaltung arbeitet gleichzeitig mit einer gewissen automatischen Begrenzerwirkung, um auch bei wechselndem Sprechabstand einen einigermaßen konstanten Ausgangspegel zu geben. Ausgangspegel und Ausgangsimpedanz sind so gewählt, daß sie den Werten der üblichen Kohlemikro-

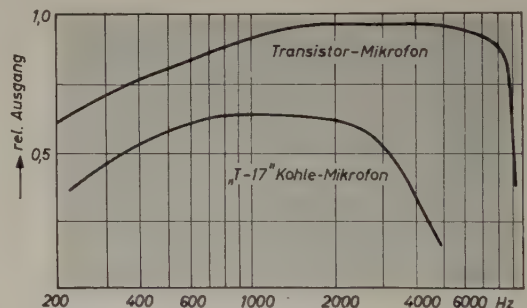


Abb. 2. Frequenzkurven des magnetischen Mikrofons mit Transistor-Verstärker (oben) und des „T-17“-Kohle-Mikrofons (unten)

fone Typ „T 17“ entsprechen. Dadurch ist es möglich, in vorhandenen Geräten die Kohlemikrofonkapsel jederzeit gegen die neue Einheit auszutauschen, ohne daß weitere Änderungen notwendig sind. Hierdurch ist jeweils eine Umstellung auf die bessere Übertragungsqualität möglich. Die Verstärkereinheit ist in einem Plastikgehäuse eingeschlossen und damit luft- und wasserdicht.

#### Technische Daten

Ausgangsspannung:	0,778 V <sub>eff</sub> für 100 dyn/cm <sup>2</sup>
Ausgangsimpedanz:	150 Ω
Speisespannung:	27,5 V
Frequenzgang:	± 6 dB von 500 bis 6000 Hz mit 6 dB Abfall je Oktave unterhalb 500 Hz
Umgebungstemperatur:	max. 50° C

Die Spannungsabhängigkeit ist gering. Sinkt die Speisespannung von 27,5 V auf 15 V, dann ändert sich der Ausgangspegel um nur 2 dB. Im Temperaturbereich von — 50° C bis + 50° C, bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 95...100% bei + 50° C und in Höhen bis 15000 m werden die obigen Daten eingehalten. Ebenso ist das Mikrofon gegen periodische Erschütterungen, Stoß, Fall usw. unempfindlich.

In den USA ist das neue Mikrofon bereits in größerem Umfang im Flugsicherheitsdienst für den Verkehr Boden—Bord eingesetzt und hat sich im praktischen Betrieb auch über längere Zeiträume als unbedingt betriebssicher erwiesen.

-th



Abb. 1. Ansicht des magnetischen Mikrofons mit Transistor-Verstärker (von links nach rechts: Kappe mit Membrane, Magnetsystem, Transistor-Verstärker)



# Höhen- und Tiefenentzerrer in Gegenkopplungsschaltung

DK. 621.375.06:621.372.55

Bei der Untersuchung von Entzerrerschaltungen stieß der Verfasser auf eine interessante Schaltung<sup>1)</sup>, die eine Reihe wichtiger Eigenschaften aufweist. In den meisten Entzerrerschaltungen, die aus relativ einfachen RC-Netzwerken bestehen und die die jeweilige Anhebung und Absenkung durch frequenzabhängige Spannungsteilung bewirken, ergibt sich die maximal erreichbare Anhebung bei den Tiefen oder Höhen durch eine gleichwertige Absenkung der mittleren Frequenzen. Es ist deshalb notwendig, die Gesamtverstärkung einer Schaltung um einen Faktor, der der gewünschten maximalen Anhebung entspricht, zu erhöhen. In den meisten Fällen muß deshalb eine zusätzliche Verstärkerstufe vorgesehen werden, um die jeweiligen Forderungen bezüglich Gesamtverstärkung und wirksamer Entzerrung erfüllen zu können. Der Verstärkungsfaktor dieser zusätzlichen Verstärkerstufe muß in Stellung „Ebener Frequenzgang“ des Entzerrers mindestens gleich 1 sein. Das bedeutet, daß die Gesamtverstärkung einer Schaltung, in die eine Entzerrung mit einer entsprechenden zusätzlichen Verstärkerstufe eingesetzt wird, zwar gleich groß bleibt, aber der Klirrfaktor der zusätzlichen Verstärkerstufe in die Übertragungseigenschaften der Gesamtschaltung eingeht.

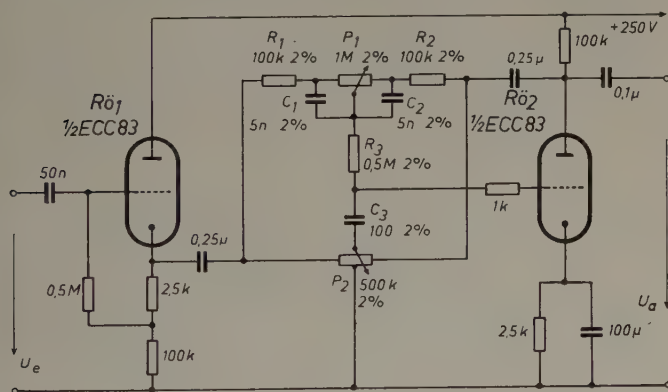


Abb. 1. Entzerrerschaltung

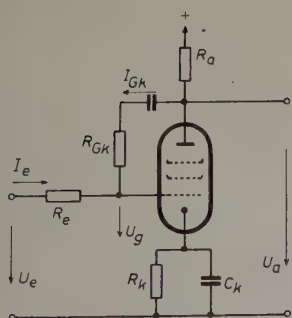


Abb. 2. Prinzip der Gegenkopplungsschaltung

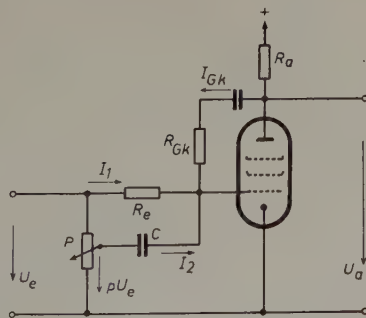


Abb. 3. Prinzip der Höhenanhebung

In der vorliegenden Schaltung wird die Absenkung der mittleren Frequenzen durch Gegenkopplung bewirkt, wodurch sich auch günstige Eigenschaften bezüglich Klirrfaktor, Ausgangsimpedanz und Geräusch ergeben. Außerdem wird der Frequenzgang der Schaltung verbessert.

Die Röhre RÖ2 in Abb. 1 hat ungefähr 36 dB Verstärkung (Verstärkungsfaktor  $\approx 60$ ). Soll die maximale Anhebung bei den Höhen

und Tiefen 20 dB (also Faktor 10) betragen, so ist die Stufe immer noch mit 16 dB gegengekoppelt ( $\frac{V}{V_0} = \frac{1}{6,3}$ ).

## 1. Die Höhenentzerrung

Die Wirkungsweise der Schaltung für die Höhenentzerrung wird durch folgende Betrachtung klar. Ist in Abb. 2  $R_e = R_{Gk}$ , so erhält man eine Verstärkerstufe mit einem Verstärkungsfaktor etwas kleiner als 1, wie sie öfters für Phasenumkehrstufen verwendet wird. Die Gitterwechselspannung ist gleich der Anodenwechselspannung dividiert durch den Verstärkungsfaktor der Röhre. Dieser ist bei Pentoden oder Trioden mit großem  $\mu$  in der Größenordnung von 100 oder mehr, so daß in der vorliegenden Schaltung die Gitterwechselspannung gegenüber der Eingangswechselspannung vernachlässigt werden kann ( $U_g \ll U_e$ ;  $U_g$  ist die Spannung zwischen Gitter und Katode). Damit liegt das Gitter der Röhre ungefähr auf Massepotential, da die Katode in solchen Schaltungen immer wechselstrommäßig mit Masse verbunden ist. Das Gitter ist also ein „scheinbarer Erdpunkt“. Mit dieser Vereinfachung, die um so mehr zulässig ist, je höher die Verstärkung der verwendeten Röhre ist, läßt sich die Wirkungsweise der Schaltung leicht erklären.

### 1.1 Die Höhenanhebung

Das Prinzip der Höhenanhebung zeigt Abb. 3. Der Wert des Potentiometers  $P$  muß so bemessen sein, daß die Spannung an seinem Abgriff durch den Strom über  $C$  am oberen Ende des Tonfrequenzgebietes nicht merklich beeinflußt wird, wenn der Abgriff in Mittelstellung steht.  $p \cdot U_e$  ist die Spannung am Abgriff. Dann gilt für den scheinbaren Erdpunkt

$$I_1 + I_2 + I_{Gk} = 0 \quad (1)$$

$$I_1 = \frac{U_0}{R_e} \quad (2a)$$

$$I_2 = j \omega C p U_e \quad (2b)$$

$$I_{Gk} = \frac{U_a}{R_{Gk}} \quad (2c)$$

Damit erhält man

$$\frac{U_0}{R_e} + j \omega C p U_e + \frac{U_a}{R_{Gk}} = 0 \quad (3)$$

oder

$$U_a = -U_e \left( \frac{R_{Gk}}{R_e} + j \omega C R_{Gk} p \right) \quad (4)$$

Nun muß, um die Höhenanhebung mit einer Höhenabsenkung verbinden zu können,  $R_{Gk} = R_e = R$  sein.

$$U_a = -U_e (1 + j \omega C R p) \quad (5)$$

Das bedeutet, daß  $U_a$  mit wachsender Frequenz ansteigt. Das Minuszeichen bedeutet die durch die Röhre verursachte Phasendrehung um  $180^\circ$  zwischen Ausgangs- und Eingangsspannung.

### 1.2 Die Höhenabsenkung

Die Schaltung für die Höhenabsenkung wird auf die gleiche Weise untersucht. Es ergibt sich nach Abb. 4 sinngemäß

$$\frac{U_0}{R_e} + j \omega C p U_a + \frac{U_a}{R_{Gk}} = 0 \quad (6)$$

$$U_a = \frac{-U_0}{1 + j \omega C R p} \text{ für } R_e = R_{Gk} = R \quad (7)$$

Man erhält hier also eine Absenkung mit steigender Frequenz. (5) und (7) zeigen eine gewisse Ähnlichkeit, da einmal  $-U_0$  mit  $(1 + j \omega C R p)$  multipliziert, im anderen Falle dividiert wird. Daraus resultiert, daß sich die Entzerrerkurven für die Anhebung und Absenkung bei jeder Stellung des Abgriffes  $p$  an der „ebenen Kurve“ spiegeln.

<sup>1)</sup> Wireless World, Oct. 1952



Beide Schaltungen lassen sich nun vereinigen, indem man für  $P$  ein mittellangezapftes Potentiometer<sup>2)</sup> verwendet. Das eine Ende führt zu den Eingangs клемmen, das andere über einen Kopplungskondensator zur Anode. Der Abgriff liegt an  $C$ , das seinerseits am „scheinbaren Erdpunkt“, also am Gitter liegt. Steht nun der Abgriff auf der Eingangsseite, so ergibt sich Höhenanhebung nach Abb. 3. Ist der Abgriff auf der Anodenseite, so erhält man Höhenabsenkung nach Abb. 4. Wenn der Abgriff an die Mittelanzapfung gebracht wird, liegt  $C$  zwischen der „scheinbaren“ und wirklichen Erde. Da die Spannung zwischen diesen Punkten nach den obigen Ausführungen klein ist, hat der Strom über  $C$  einen vernachlässigbaren Einfluß auf den Frequenzgang innerhalb des interessierenden Frequenzbereiches.

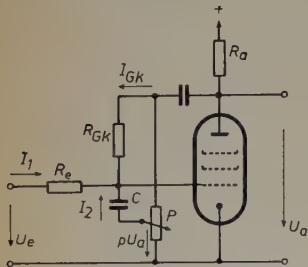


Abb. 4. Prinzip der Höhenabsenkung

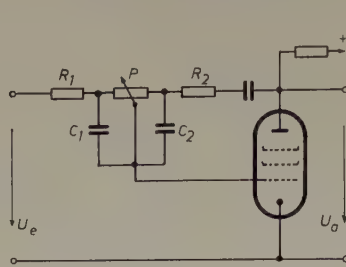


Abb. 5. Prinzip der Tiefenentzerrung

## 2. Die Tiefenentzerrung

Die Schaltung zeigt Abb. 5. Steht der Abgriff auf der Eingangsseite, so erhält man Anhebung, in der entgegengesetzten Stellung Absenkung für die tiefen Frequenzen. Um in Mittelstellung des Potentiometers einen „ebenen“ Frequenzgang zu erhalten und die Tiefenentzerrerschaltung mit der Höhenentzerrerschaltung vereinigen zu können, muß  $R_1 = R_2$  und  $C_1 = C_2$  sein. Bei mittleren und höheren Frequenzen wird das Potentiometer durch die relativ kleinen Scheinwiderstände von  $C_1$  und  $C_2$  überbrückt, so daß die Schaltung mit Abb. 2 übereinstimmt. Es ist also  $R_e = R_{GK} = R_1 = R_2$ , so daß sich die Verstärkung 1 ergibt. Wenn die Frequenz erniedrigt wird, steigt oder fällt die Verstärkung asymptotisch gegen einen Endwert, der von der Potentiometerstellung abhängt. Auf Grund der obigen Bemessungen spiegeln sich auch hier die entsprechenden Entzerrerkurven.

Die Entzerrerkurven des Tiefenentzerrers lassen sich ohne weiteres berechnen. Doch wird die Rechnung etwas umfangreich, so daß hier darauf verzichtet werden soll. Der Verfasser hat eine ähnliche Spannungssteilerschaltung analysiert und veröffentlicht<sup>3)</sup>.

## 3. Die Gesamtschaltung

Die Gesamtschaltung zeigt Abb. 1. Hierin ist die Tiefenentzerrerschaltung ohne weiteres wiederzuerkennen.

Für die höheren Frequenzen ergeben sich die Ersatzschaltungen nach Abb. 6 und 7, da das Potentiometer  $P_1$  durch  $C_1$  und  $C_2$  überbrückt wird. Die Sternschaltung zwischen den Punkten  $A B C$  läßt

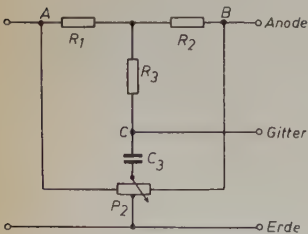


Abb. 6. Stern-Ersatzschaltung

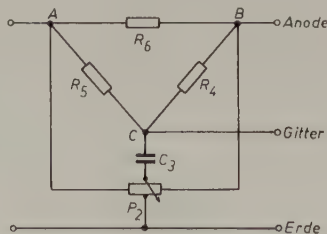


Abb. 7. Dreieck-Ersatzschaltung

sich in eine Dreieckschaltung transformieren, so daß auf Grund der Symmetrie  $R_4 = R_5 = R_1 + 2 R_3$  wird. Die Spannungsquelle  $U_0$  habe niedrigen Innenwiderstand, so daß  $A$  niedriges Potential gegen Masse führt. Infolge der Spannungsgegenkopplung trifft dies auch für Punkt  $B$  zu, so daß der Widerstand  $R_6$  zwischen  $A$  und  $B$  keinen

wesentlichen Einfluß auf den Frequenzgang haben kann. Dadurch ist die Ersatzschaltung nach Abb. 7 der Schaltung nach Abb. 3 und 4 gleichwertig. Aus diesen Überlegungen ergibt sich, daß die Anhebung oder Absenkung der Höhen bei der Frequenz, bei der  $\frac{1}{\omega C_3} =$

$R_1 + 2 R_3$  ist, den Betrag  $\sqrt{2} = 3$  dB erhält, wenn der Potentiometerabgriff sich in der entsprechenden Endstellung befindet.

Für die Dimensionierung der Bauelemente waren folgende Gesichtspunkte maßgebend.  $P_1$  hat den Wert von 1 MOhm. Für 20 dB (Faktor 10) asymptotische Anhebung oder Absenkung muß dann  $R_1 = R_2 = 100$  kOhm sein.

$C_3$  wurde gleich 100 pF gewählt.  $C_3$  muß einerseits groß genug sein, damit Streukapazitäten nicht merklich eingehen. Andererseits darf der Wert nicht zu groß sein, um die Spannungsquelle  $U_0$  nicht zu sehr zu belasten.

Der Wert von  $P_2$  muß so gewählt werden, daß, wenn der Abgriff in der Mitte zwischen Mittelanzapfung und Endstellung steht und  $P_2$  als Innenwiderstand des  $C_3$  speisenden Generators betrachtet wird, der resultierende Widerstand klein gegen den Scheinwiderstand von  $C_3$  bei z. B. 10 kHz wird. Der Scheinwiderstand von  $C_3 = 100$  pF ist bei 10 kHz gleich 160 kOhm. Benutzt man ein Potentiometer mit einem Gesamtwiderstand von 500 kOhm, so ist der resultierende

Innenwiderstand  $\frac{250}{4}$  kOhm = 62,5 kOhm. Dies ist weniger als die Hälfte des Scheinwiderstandes, womit die zu Abb. 3 gestellte Bedingung als erfüllt gelten kann.

Wegen der starken Gegenkopplung der Verstärkerstufe müssen  $P_1$  und  $P_2$  linearen Gang haben. Will man reproduzierbare Verhältnisse haben, so ist es immer zweckmäßig, statt Potentiometern Stufenwiderstände mit gleichen Teilwiderständen zu verwenden.

$C_1 = C_2$  wurden so bestimmt, daß die Entzerrerkurven für die Tiefen je nach Potentiometerstellung zwischen 200 bis 800 Hz einsetzen. Nach den gleichen Überlegungen ergab sich der Wert für  $R_3$  für den Einsatz der Entzerrerkurven für die Höhen. In der Originalschaltung wurde für  $R_3$  die Verwendung einer Pentode mit hoher Verstärkung

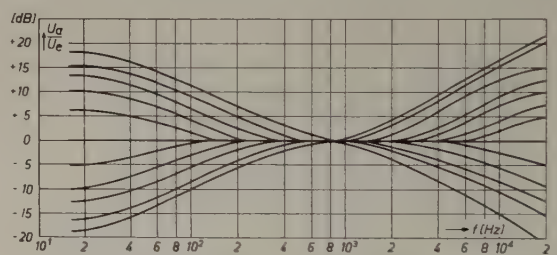


Abb. 8. Gemessene Entzerrerkurven der Schaltung nach Abb. 1.

empfohlen. Dadurch ist auch bei voller Anhebung die Gegenkopplung noch groß genug, um ausgezeichnete Übertragungseigenschaften zu erzielen. In einer Schaltung mit der NF-Pentode EF 40 wurde bei einer Ausgangsspannung von  $U_a = 6,0$  V = const bei jeder beliebigen Reglerstellung und hochohmigem Abschluß kein größerer Klirrfaktor als  $2^0_{00}$  gemessen.

Wie weiter oben gezeigt wurde, ist der einzige Nachteil der beschriebenen Entzerrerschaltung, daß die Spannungsquelle  $U_0$  niederohmig sein soll. Bei  $R_i > 10$  kOhm müßte der Widerstand  $R_1 = 100$  kOhm entsprechend verkleinert werden. Die Anhebung und Absenkung der Tiefen und die Absenkung der Höhen bliebe wie beschrieben. Dagegen würde die erreichbare Höhenanhebung kleiner. In der Schaltung nach Abb. 1 wurde deshalb eine Katodenstufe vorgesehen, um die Forderung nach niedrigem Innenwiderstand zu erfüllen. Durch Verwendung der Doppeltriode ECC 83 erhält man eine vollkommen getrennte Entzerrerschaltung, die praktisch an jeder beliebigen Stelle eines Verstärkers ohne Rücksicht auf die Impedanzen und den Gesamtverstärkungsfaktor eingesetzt werden kann. Zwar erreicht man mit einem Triodensystem der ECC 83 ( $\mu = 100$ ) nicht die Verstärkung einer modernen Pentode, doch ist, wie anfangs gezeigt wurde, auch bei voller Anhebung noch ein beachtlicher Gegenkopplungsgrad vorhanden. Der Klirrfaktor der Schaltung nach Abb. 1 betrug bei einer Ausgangsspannung von  $U_a = 5$  V = const bei jeder Reglerstellung  $\leq 5^0_{00}$ ; dies dürfte für die meisten Anwendungen vollkommen ausreichend sein.

<sup>2)</sup> z. B. Preh-Umblender. Leider hat dieses Potentiometer eine fast voll-logarithmische Reglerkurve.

<sup>3)</sup> FUNK u. TON Bd. 8 (1954) Nr. 8, S. 409



# Das Röhren-Vakuummeter 95 322

Die direkte Messung des Gasdrucks in stark evakuierten Gefäßen macht meist große Schwierigkeiten, so daß man im allgemeinen dazu übergegangen ist, mit Hilfe indirekter Meßverfahren den Grad der Evakuierung bzw. den Restdruck des Gases zu bestimmen. Die Möglichkeit dazu bietet jede Größe, die sich in Abhängigkeit vom Gasdruck ändert. Die günstigsten Meßmöglichkeiten im Bereich unter 1 Torr sind dabei durch die folgenden vom Druck beeinflussten physikalischen Erscheinungen in verdünnten Gasen gegeben:

1. Wärmeleitung, 2. Innere Reibung, 3. Radiometereffekt, 4. Unselbständige Gasentladung, 5. Selbständige Gasentladung.

Das Valvo-Vakuummeter 95 322 geht von den mit der selbständigen Gasentladung verbundenen Erscheinungen aus. Diese Methode hat den Vorteil, daß nur eine geeignete Spannung vorhanden zu sein braucht, um die notwendige Zahl an Ladungsträgern zu erzeugen. Es sind zwar bei einer selbständigen Gasentladung Strom, Stromdichte und die Länge des katodischen Entladungsraums umgekehrt bzw. quadratisch proportional dem im Entladungsgefäß vorhandenen Druck, doch sind diese Größen im allgemeinen schwer reproduzierbar, so daß sie sich praktisch nicht für eine quantitative Druckmessung auswerten lassen.

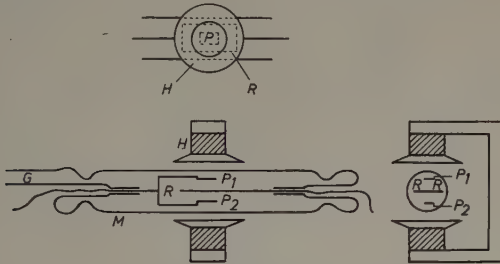


Abb. 1. Funktionsschema des Vakuummeters

Das Verfahren, das 1937 von Penning in der Philips' Technischen Rundschau, S. 201ff., beschrieben wurde, und auf dem die Druckmessung mit dem Valvo-Vakuummeter 95 322 basiert, geht von dem Gedanken aus, die Laufzeit bzw. Laufstrecke der aus der Katode emittierten Elektronen in einem Entladungsraum so zu vergrößern, daß die Wahrscheinlichkeit, daß sie auf ihrem Wege zur Anode auch bei geringem Gasdruck genügend Gasmoleküle treffen, so groß ist, daß eine selbständige Gasentladung aufrechterhalten bleibt. Die Vergrößerung der Wegstrecken erfolgt dabei — ähnlich wie beim Magnetron — durch Anlegen eines ausreichend starken Magnetfeldes, durch das die Elektronen aus ihrer direkten Flugbahn abgelenkt werden.

Die praktische Ausführung dieser Idee ist in Abb. 1 wiedergegeben. Die Platten  $P_1$  und  $P_2$  bilden die Katode, von der die Elektronen emittiert werden und zur Anode fliegen, die als rechteckiger Bügel ausgebildet ist und ein Potential von etwa 2000 V gegenüber den Katodenplatten erhält. Diese Anordnung führt bereits zu einer solchen Verzerrung der elektrischen Feldlinien, daß die Elektronenbahnen schon sehr stark gekrümmt sind. Wird nun noch ein Magnetfeld so angeordnet, daß die Kraftlinien senkrecht zu den Katodenplatten in Richtung  $P_2 \rightarrow P_1$  verlaufen, dann fliegen die aus  $P_1$  austretenden Elektronen auf Spiralbahnen in Richtung  $P_2$ . Infolge des elektrischen Feldes werden die Elektronen jedoch wieder abgebremst und sogar in Richtung  $P_1$  zurückgeworfen. Dieser Vorgang kann sich sehr oft wiederholen, bis schließlich die Elektronen die Anode erreichen. Infolge des langen Flugwegs ist die Häufigkeit von Zusammenstößen zwischen Elektronen und Gasmolekülen so groß, daß sich die Gasentladung selbst aufrechterhält.

Die vollständige Schaltung der Röhre 95 322 zum Messen des Drucks in evakuierten Gefäßen im Bereich von  $2 \cdot 10^{-5}$  bis  $10^{-3}$  Torr gibt Abb. 2 wieder. Das Vakuummeter liegt über einen Schutzwiderstand von 1 MOhm an einer Spannungsquelle von 2000 V, die nur für ganz geringe Leistung ausgelegt zu sein braucht, da die auftretenden Ströme in der Größenordnung von maximal 1 mA liegen. Der jeweils durch die Röhre fließende Strom wird durch das Meßinstrument A

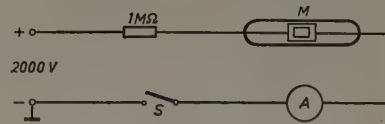


Abb. 2. Schaltung des Vakuummeters

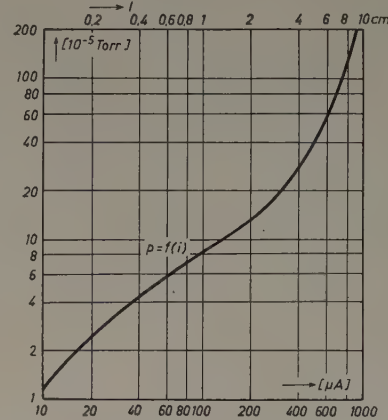


Abb. 3. Abhängigkeit des durch die Röhre fließenden Stromes vom Gasdruck  
Abb. 4 (rechts). Ansicht des Valvo-Vakuummeters 95 322



angezeigt. Für die Erzeugung der magnetischen Kraftlinien genügt ein Permanentmagnet, der in der Mitte der Polschuhe eine Feldstärke von etwa 370 Oe besitzt. Die Abb. 3 gibt den Zusammenhang von Gasdruck und Stromstärke für den oben genannten Bereich von  $2 \cdot 10^{-5}$  bis  $10^{-3}$  Torr für Luft wie auch Wasserstoff, Kohlenmonoxyd und Argon, wobei die Werte um die angegebene mittlere Kurve maximal um den Faktor 2 streuen können.

Der einfache Aufbau der ganzen Meßanordnung, besonders auch die Erschütterungsunempfindlichkeit der Röhre selbst, haben dazu geführt, daß das Valvo-Vakuummeter 95 322 in der einschlägigen Industrie, z. B. der Glühlampenfabrikation, der Röhrenfertigung usw., in großem Umfang eingesetzt ist. Cb.

**FUNK-TECHNIK**

RADIO · FERNSEHEN · ELEKTRONIK

bringt in den Märzheften u. a. folgende Beiträge:

## 1. Märzheft 1955 (Nr. 5)

Ausgewählte Schaltungsbeispiele moderner Rundfunkempfänger: Ein 13-Röhren-12/13-Kreis-Spitzen-Super

Richtfunknetz der Deutschen Bundesbahn

Die Stabilität mehrstufig gegengekoppelter NF-Verstärker

Frequenzwobbler »MINIWOB«

Tastfrequenzmesser mit Bandabstimmung

Magnetrons für sehr kurze Wellen

## 2. Märzheft 1955 (Nr. 6)

Neue leistungsfähigere Koffersuper

Moderner Diversity-Empfang

Ein Beitrag zur Zeitdehnung von Oszillogrammen

Impuls-Trennstufe und Ablenkteil in einem Fernsehempfänger

Von Sendern und Frequenzen • Kurznachrichten • Zeitschriftendienst

Beilagen: Mikrowellenelemente (Hohlrohrtechnik) • Kippgeräte für Oszillografen • Hochspannungserzeugung für Bildröhren • Prüf- und Meßgeräte • Prüfen und Messen

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH · Berlin-Borsigwalde



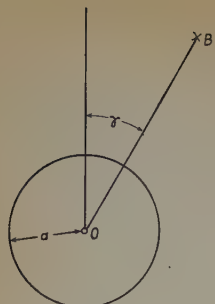


Abb. 1.  
Zur Berechnung des  
Schallfeldes um  
eine starre Kugel

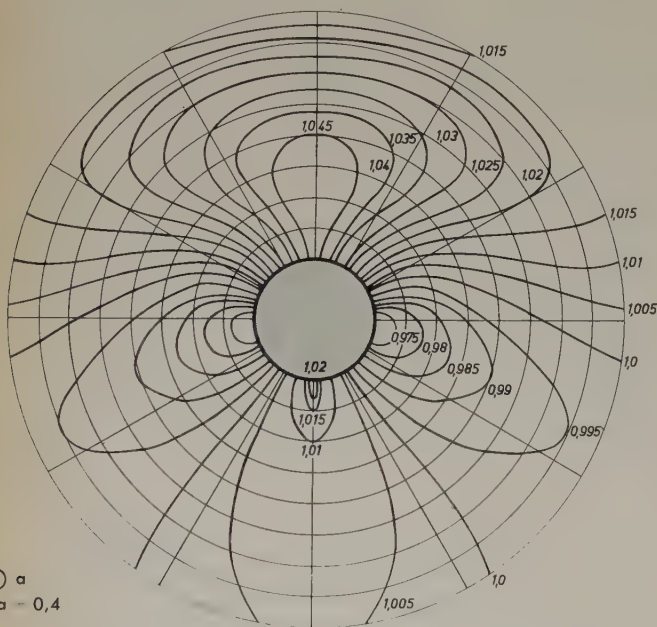
## Störung des Schallfeldes in der Umgebung einer starren Kugel

Mitteilung aus dem Fernmeldetechnischen Zentralamt

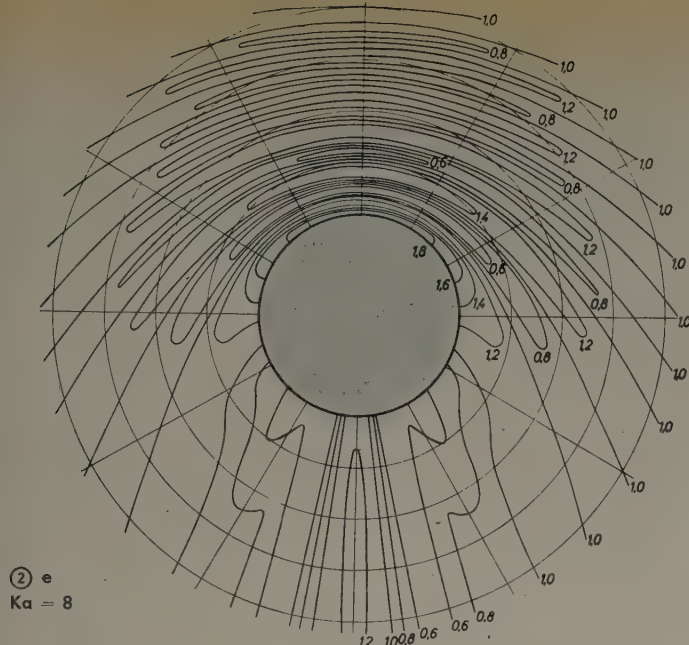
DK 534.611/.612:621.395.61

Jeder Körper, der in eine Schallwelle gebracht wird, ruft eine Störung des Schallfeldes hervor. Im nachstehend betrachteten Falle wird eine Kugel in das Schallfeld einer ebenen Welle gebracht, das sie je nach ihrer Größe mehr oder weniger verzerrt. Bei jedem Mikrofon treten derartige Erscheinungen auf. Wenn man ein Mikrofon in der Form einer Kugel betrachtet — d.h. das Mikrofon ist in einem kugeligen Gehäuse untergebracht —, so ist es möglich, das Schallfeld in seiner Umgebung rechnerisch exakt festzustellen. Es entstehen bereits merkliche Störungen des Schallfeldes, wenn die Wellenlänge des Schalls das Achtfache des Kugelradius beträgt. Die Störung hat eine

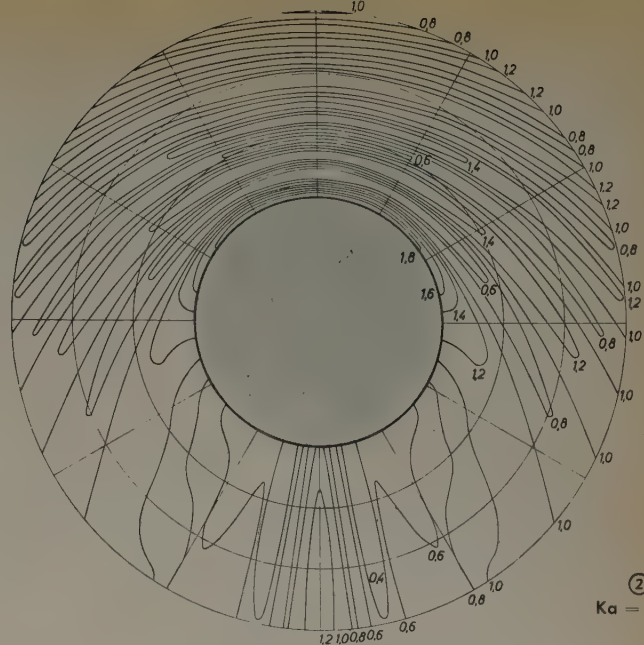
Mindestausdehnung nach allen Seiten vom 5fachen Kugelradius. Eine Kugel mit dem Radius  $a$  wird in das Schallfeld einer ebenen Schallwelle gebracht. Die Differenz zwischen der entstehenden Welle und der ungestörten Welle, die ohne das Vorhandensein der Kugel bestehen würde, wird als zerstreute Welle bezeichnet. Wenn also die ebene Welle auf die Kugel trifft, so ist neben der einfallenden Welle eine von der Kugel nach allen Richtungen sich ausbreitende, streuende Welle vorhanden, die die einfallende verzerrt und stört. Je nach der Größe der Kugel wird das ungestörte Schallfeld mehr oder weniger verzerrt.







② e  
Ka = 8



② f  
Ka = 10

Wenn der Schalldruckverlauf des ungestörten Schallfeldes  $p_1$  und der Schalldruckverlauf des durch die Kugel hervorgerufenen Störschallfeldes  $p_2$  ist, so erhalten wir das Gesamtschallfeld

$$p = p_1 + p_2 \quad (1)$$

Für die Berechnung ist es günstig, zunächst das Störschallfeld zu berechnen und das ungestörte Schallfeld am Schluß der Rechnung hinzuzufügen.

Der Störfaktor ist nach Stenzel [1]

$$\mathfrak{Z}(Ka, Kr, \gamma)$$

$$= \frac{1}{Kr} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) i^n [Ka S_{n+1}(Ka) - n S_n(Ka)] P_n(\cos \gamma)}{Ka [S_{n+1}(Ka) + i C_{n+1}(Ka)] - n [S_n(Ka) + i C_n(Ka)]} \cdot [S_n(Kr) - i C_n(Kr)] \quad (2)$$

Hierbei ist die Wellenzahl  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $r$  die Entfernung des Aufpunktes  $B$  vom Kugelmittelpunkt und  $\gamma$  der Winkel, den  $OB$  zur Normalen bildet (Abb. 1).

$P_n(\cos \gamma)$  sind die Legendreschen Kugelfunktionen. Dann ist noch

$$S_n(Ka) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} Ka I_{n+1/2}(Ka) \text{ und } C_n(Ka) = (-1)^n \sqrt{\frac{\pi}{2}} Ka I_{-n-1/2}(Ka)$$

wobei  $I$  die Besselsche Funktion ist [2]. Man kann zur Abkürzung auch schreiben

$$\mathfrak{Z}(Ka, Kr, \gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n(Kr) + i B_n(Kr)] P_n(\cos \gamma) \quad (3)$$

Der Störfaktor wurde für die Parameter  $Ka = 0,4; 1; 4; 6; 8$  und  $10$  berechnet.

Wenn man die Schalldruckamplitude des ungestörten Schallfeldes  $= 1$  setzt, so erhält man für das gesamte Schallfeld

$$\mathfrak{Z}(Ka, Kr, \gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n(Kr) + i B_n(Kr)] P_n(\cos \gamma) + e^{i Kr \cos \gamma} \quad (4)$$

$$= \Re + i \Im$$

Daraus ergibt sich der Schalldruck des Gesamtschallfeldes zu  $\sqrt{\Re^2 + \Im^2}$  und die Phase zu  $\frac{\Im}{\Re}$ .

Für den Schalldruckverlauf um die Kugel herum errechnet sich

für  $Ka = 0,4$ ,  $Kr = 0,4; 0,6; 0,8 \dots 2$

für  $Ka = 1$ ,  $Kr = 1; 1,4; 1,8; 2,2; 2,6; 3; 3,6; 4; 4,6; 5$

für  $Ka = 4$   $Kr = 4; 4,2; 4,6; 4,8 \dots 7$ , dann weiter  $7,4; 7,8; 8; 8,4; 9; 10; 11 \dots 20$

mit dem Winkel  $\gamma = 0^\circ; 10^\circ; 20^\circ \dots 180^\circ$ .

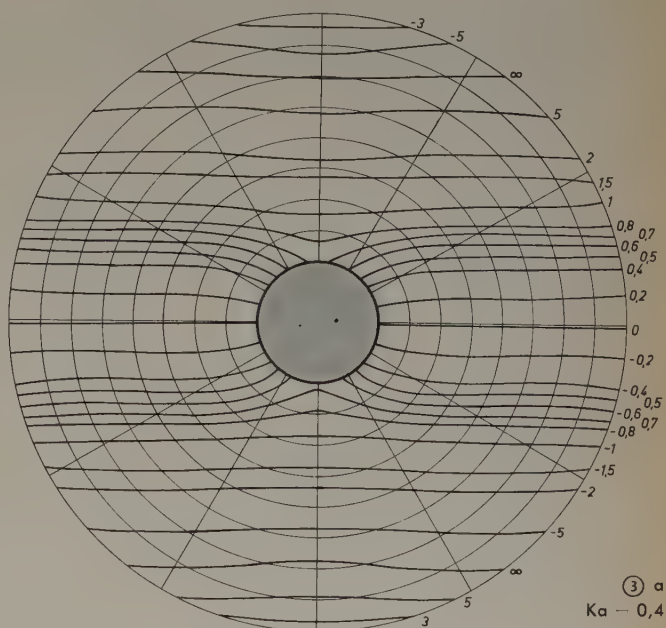
Für  $Ka = 6$ ,  $Kr = 6; 7; 8 \dots 25$ ,

für  $Ka = 8$ ,  $Kr = 8; 9; 10 \dots 25$  und

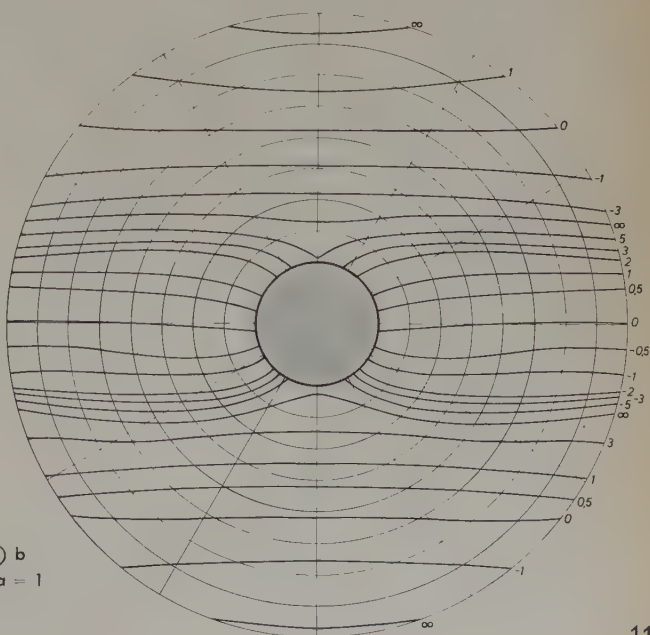
für  $Ka = 10$ ,  $Kr = 10; 11; 12 \dots 25$

mit  $\gamma = 0^\circ; 5^\circ; 10^\circ; 15^\circ \dots 180^\circ$ .

Unten: Abb. 3. Kurven konstanter Phase um eine starre Kugel



③ a  
Ka = 0,4



③ b  
Ka = 1



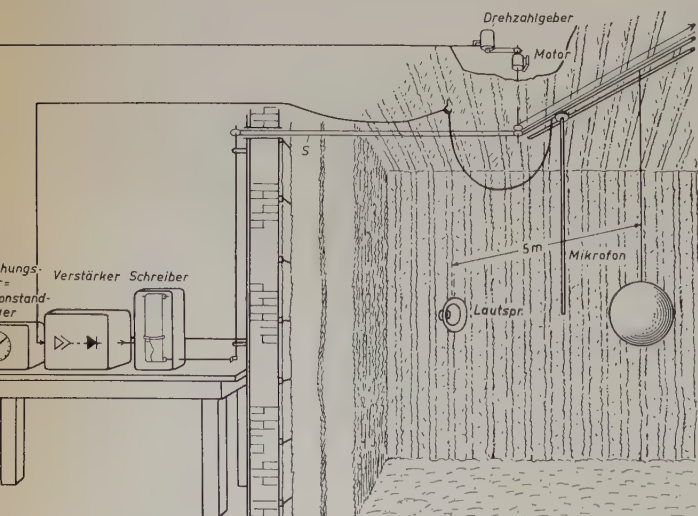
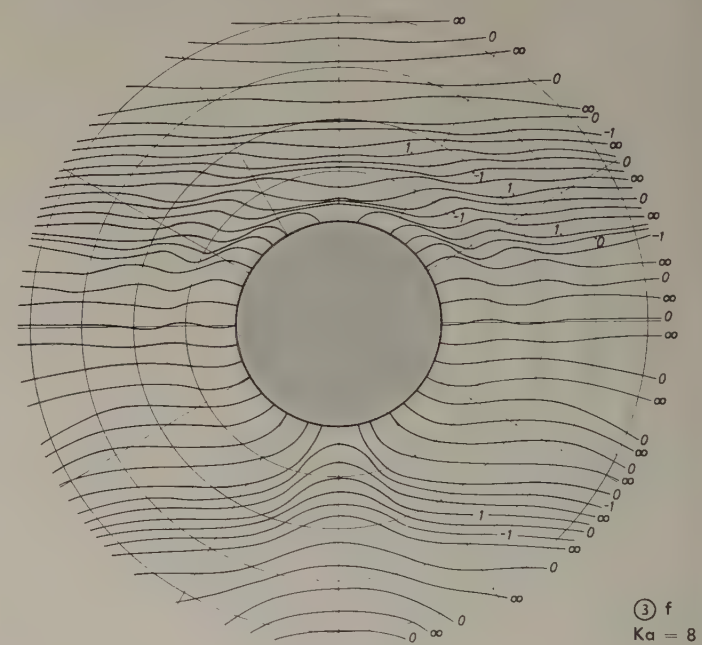
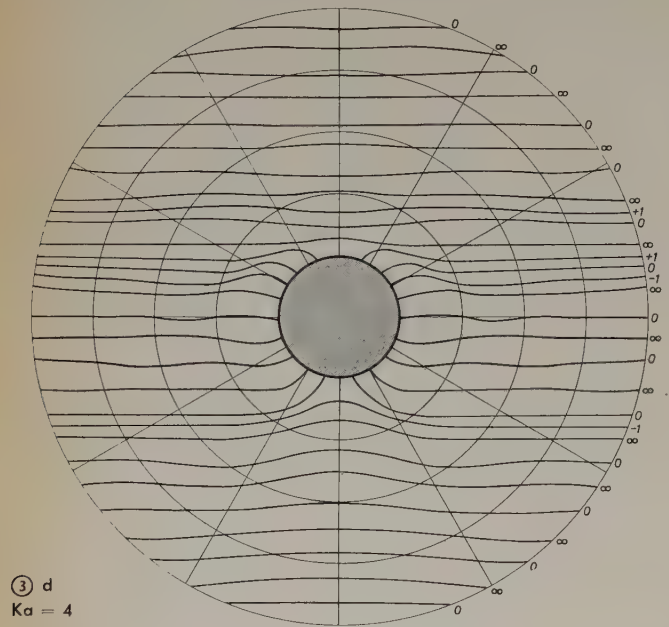
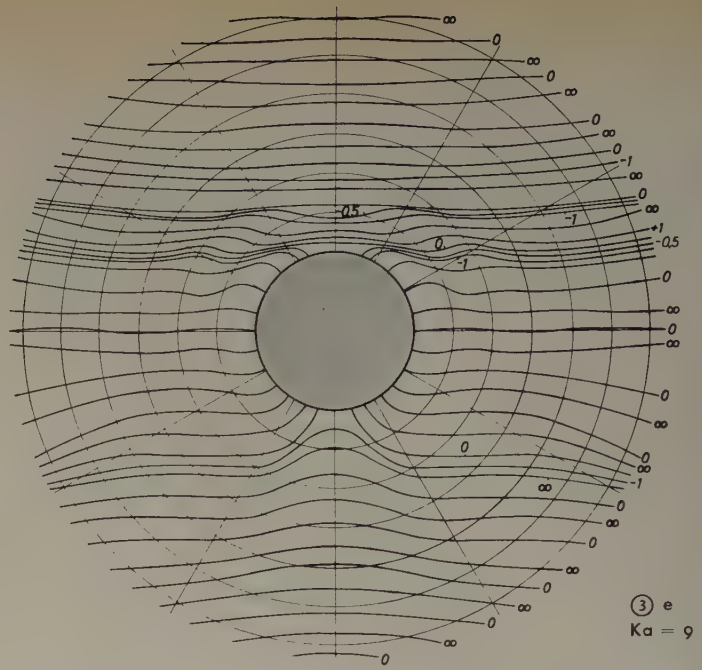
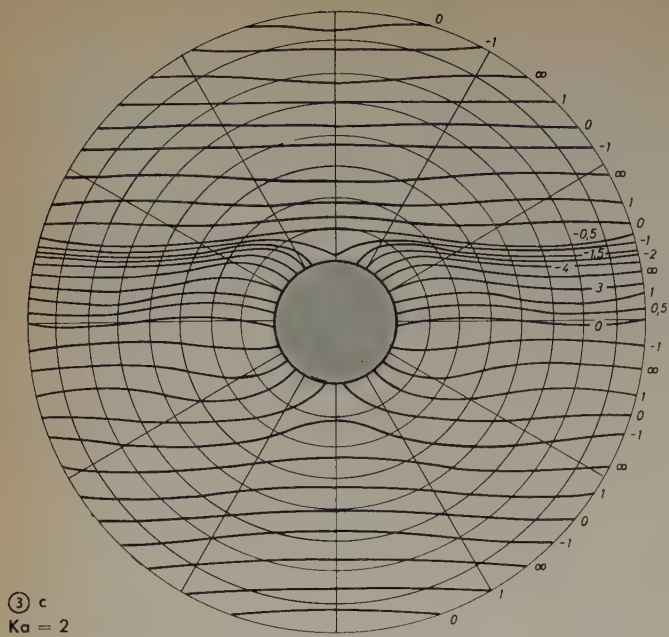


Abb. 4. Schema der Versuchsanordnung. Rechts im schalltoten Raum das an der Decke längs einer Führungsschiene mittels Schnurtrieb verstellbare stabförmige Meßmikrofon, die Kugel und die an der Wand befestigte Schallquelle (Lautsprecher), links die Meß- und Registriereinrichtung zur Aufzeichnung

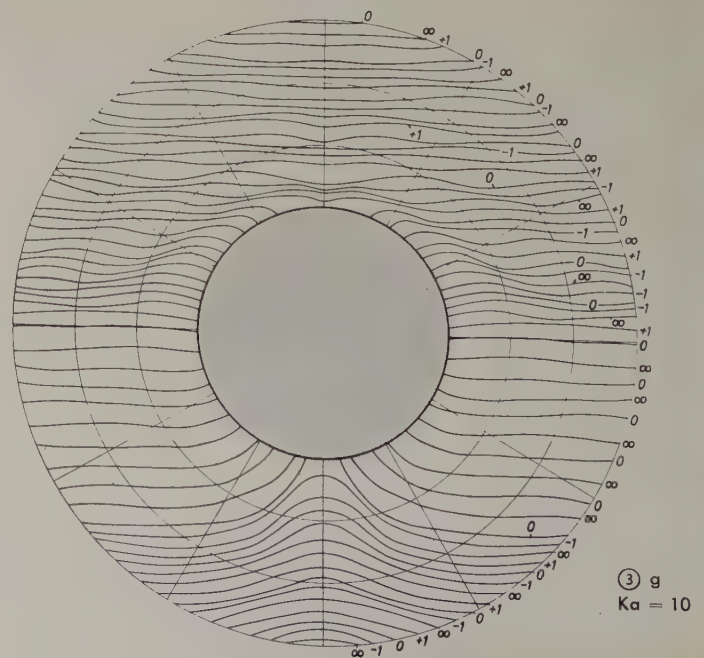
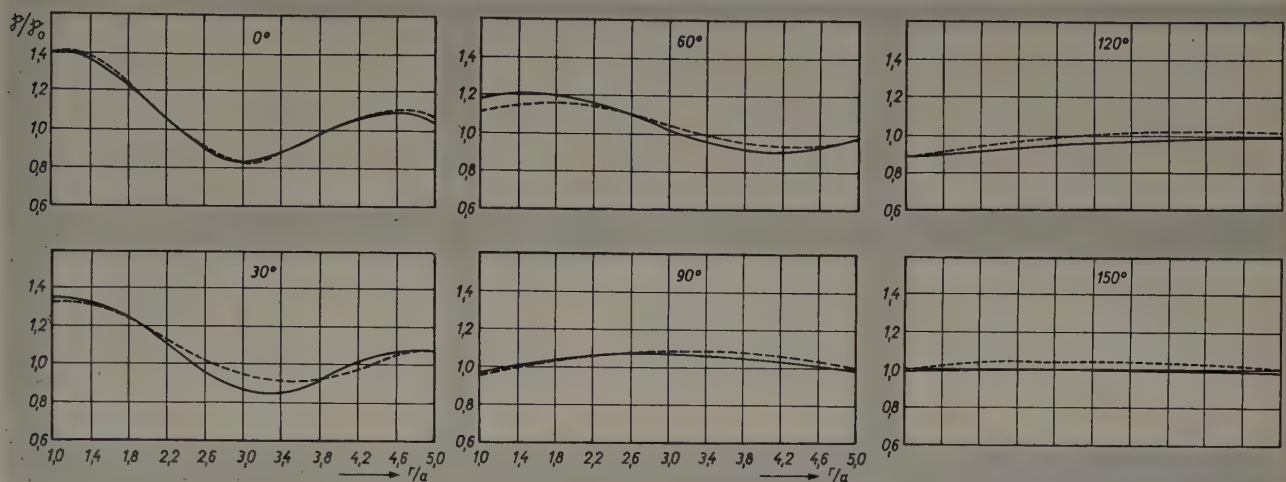
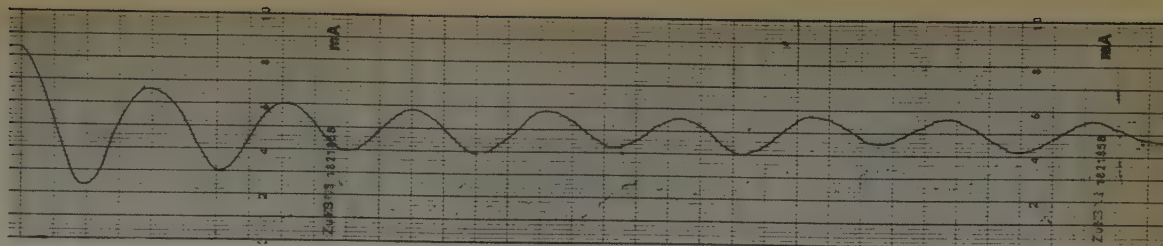




Abb. 5. Schalldruckverlauf vor einer starren Kugel mit dem Radius  $Ka = 6$  abhängig von  $Kr$ ; aufgenommen mit dem Tintenschreiber



⑥ a  $Ka = 1$

Da mit größer werdendem Verhältnis Kugel:Wellenlänge die Schwankungen des Schallfeldes stärker werden, war es nötig, zur genaueren Berechnung im Falle  $Ka = 6, 8$  und  $10$  mehr Punkte zu berechnen. Der höchste  $Kr$ -Wert war jedoch nur  $25$ , da die vorhandenen Tabellen der Besselfunktionen [3] nur bis zu diesem Argument gingen.

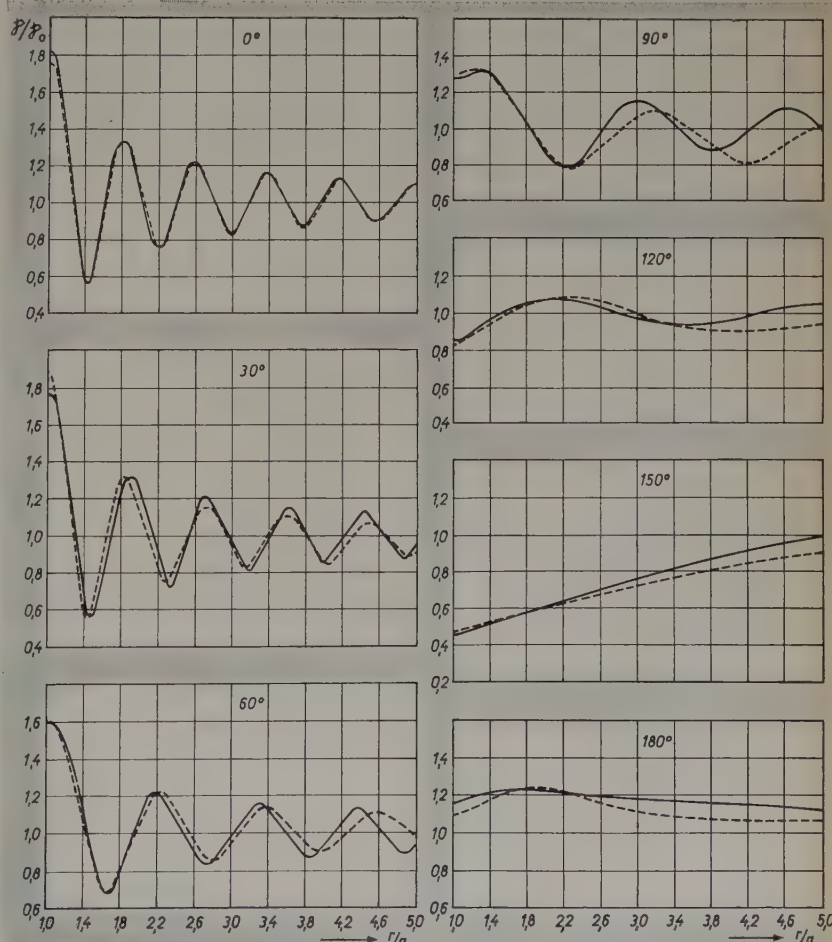
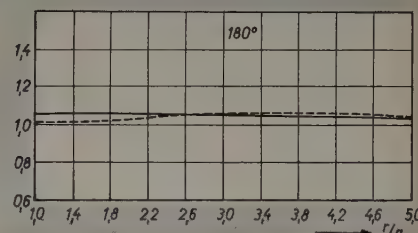
Die Werte aller berechneten Punkte wurden im rechtwinkligen Koordinatensystem eingezeichnet, in dem die Abszisse die  $\gamma$ -Werte und die Ordinate die  $Kr$ -Werte darstellt. Durch Interpolation werden Punkte gleichen Schalldrucks bzw. gleichen Phasenwinkels gefunden. Nach Verbindung dieser Punkte miteinander erhalten wir die Kurven konstanten Schalldrucks bzw. Kurven konstanter Phase. Durch Übertragen dieser Kurven in ein Polarkoordinatensystem werden sie in einer übersichtlichen Form dargestellt (Abb. 2a, b, c, d, e, f).

Die Amplituden schwanken vor der Kugel sehr stark. Beim Radius von  $Ka = 10$  liegt die Maximalamplitude bei  $1,97$  und das Minimum bei  $0,31$ . In Aufpunkten im Abstand  $r = 5a$  für  $Ka = 0,4, 1$  und  $4$  ist der Unterschied zwischen gestörter und ungestörter Amplitude kleiner als  $10\%$ . Bei  $Ka = 6$  im Abstand  $r = 4,167a$  liegt die Störung etwas über  $10\%$ , für  $Ka = 8$  bei  $r = 3,125a$  und  $Ka = 10$  für  $r = 2,5a$  über  $20\%$ . Das würde heißen, daß bei einem Mikrofon mit kugeligem Gehäuse von einem Durchmesser von  $4$  cm das Schallfeld im Abstand von  $10$  cm vom Mikrofon noch stark gestört ist.

Die Kurven konstanter Phase zeigen Abb. 3a, b, c, d, e, f, g. Hier wurde auch der Fall  $Ka = 2$  dargestellt. Die Werte wurden aus Tabellen von Stenzel [1] übernommen.

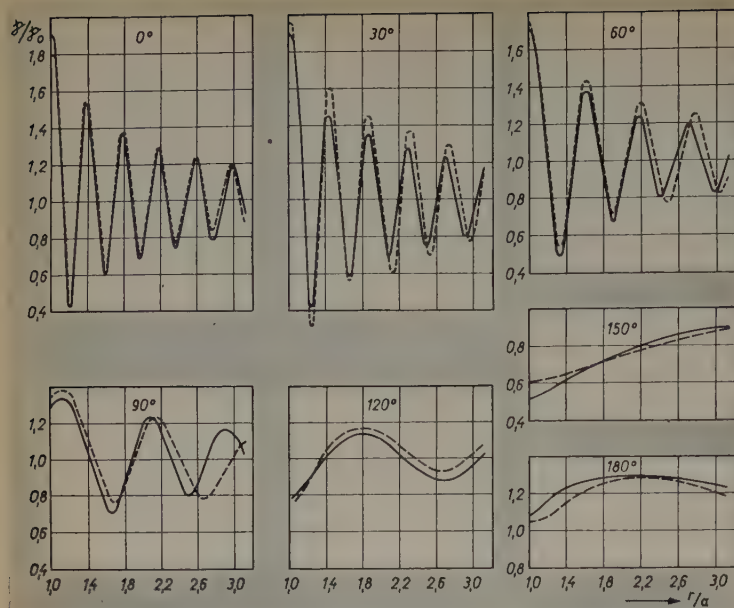
Zur Prüfung der Rechnung wurden Messungen in einem schalltoten Raum durchgeführt. Um dabei eine ausreichende Genauigkeit zu gewährleisten, wurde eine Glaskugel mit einem Radius von  $15,2$  cm benutzt, da die Kugel dem Mikrofon gegenüber groß sein mußte. Die

Abb. 6. Druckamplitude in der Umgebung der Kugel in Abhängigkeit von  $\frac{r}{a}$  für die Winkel  $\gamma = 0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$ . — berechnet, - - - gemessen.

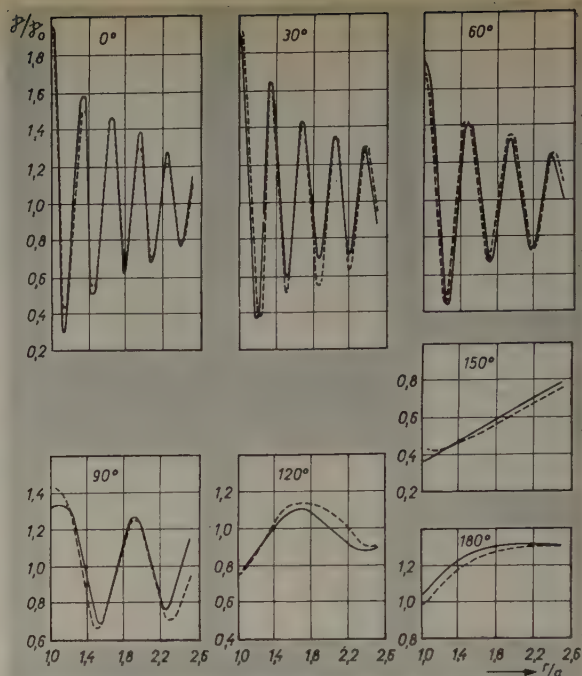


⑥ b  $Ka = 4 \rightarrow$





⑥ d  $Ka = 8$

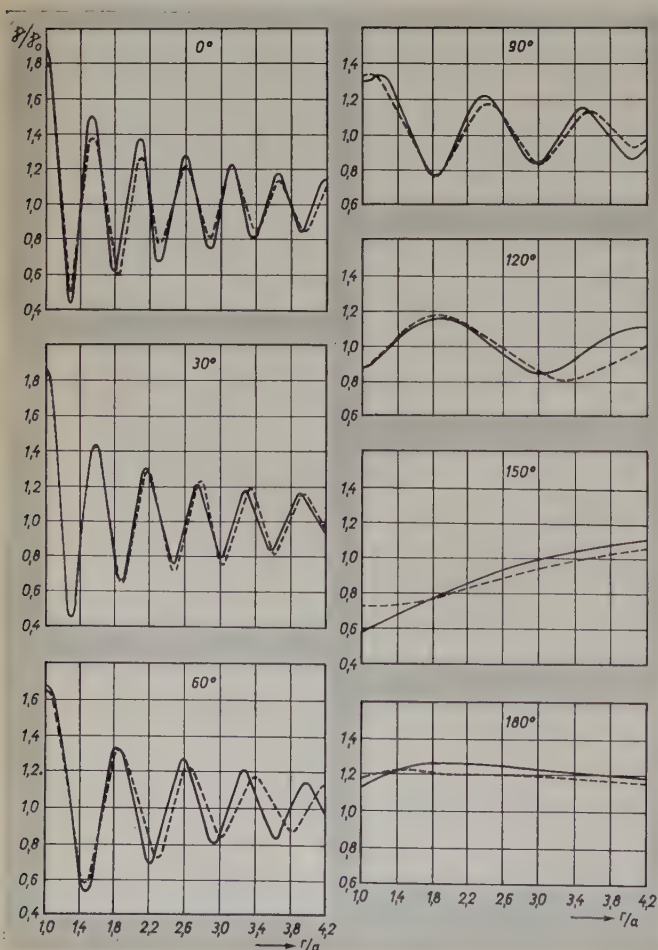


⑥ e  $Ka = 10 \rightarrow$

Schallquelle war ein dynamischer Lautsprecher, der mit einem Trichter arbeitete. Die Kugel wurde (Abb. 4) in einem Abstand von 5 m von der Schallquelle aufgebaut. An der Decke des Schallmeßraumes war eine Schiene angebracht, auf der das Mikrofon hind- und hergeschoben werden konnte. Der Vorschub erfolgte durch einen kleinen Elektromotor, der sich außerhalb des Raumes befand. Er trieb zugleich über einen Schnurtrieb  $S$  einen linear arbeitenden Tintenschreiber zur Aufzeichnung des Schalldruckes an und eine Rückmeldeeinrichtung, die außerhalb des schalltoten Raumes anzeigte, an welcher Stelle sich das Mikrofon befand. Es handelte sich um ein Tauchspulenmikrofon mit einem Rohr. Die Rohrmündung

hatte einen Durchmesser von 0,6 cm und war für die bei den Messungen benutzten Wellenlängen sehr klein. Die kürzeste Wellenlänge betrug 9,6 cm. Die Rohrmündung des Mikrofons war in Höhe des Kugelmittelpunktes angebracht. Sobald der automatische Vorschub in Betrieb gesetzt wurde, durchlief das Mikrofon Schalldruckmaxima und -minima. Die vom Mikrofon abgegebene Spannung wurde durch einen Verstärker verstärkt, gleichgerichtet und mit Hilfe des Tintenschreibers aufgezeichnet (Abb. 5). Es wurde für  $Ka = 1; 4; 6; 8$  und 10, was den Frequenzen 354, 708, 1416, 2125, 2833 und 3541 Hz entspricht, mit den Winkeln  $\gamma = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  und  $180^\circ$  gemessen. In diesem Frequenzbereich ist die reflektierte Amplitude der Wände des schalltoten Raumes kleiner als 5%. Eine Messung bei  $Ka = 0,4$  wurde nicht durchgeführt, da die Schalldruckschwankungen um die Kugel in der Größenordnung der Ungenauigkeit der Meßeinrichtung lagen.

Die vom Mikrofon durchfahrene Strecke entsprach dem 6fachen Kugelradius. An der Stelle  $r = 6a$  wurde ein Kontakt angebracht, der den Mikrofonausgang kurzzeitig kurzschloß, so daß am Tinten-



⑥ c  $Ka = 6$

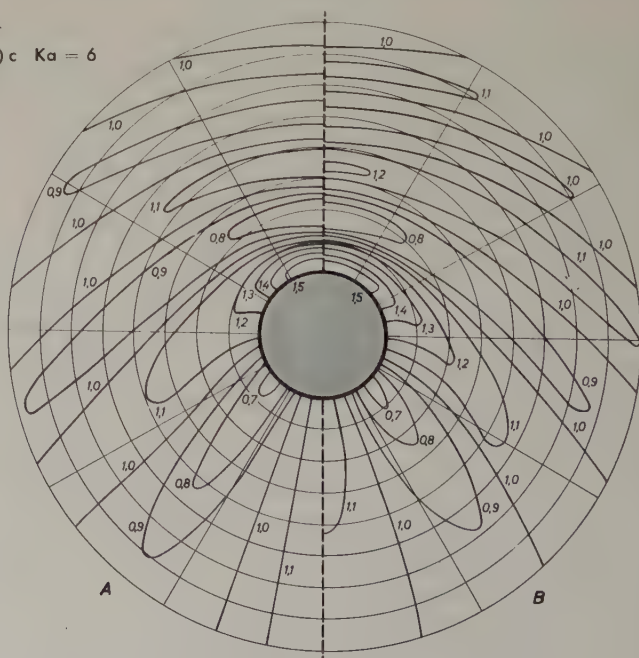


Abb. 7. Kurven konstanter Amplitude für  $Ka = 2$ . A = gemessen; B = berechnet



schreiber ein Impuls ausgelöst wurde. Auf diese Art war eine genaue Entfernungsmarkierung möglich.

Die jeweilige Winkelseinstellung wurde dadurch erreicht, daß der Lautsprecher umgestellt wurde, da die Meßstrecke im Schallmeßraum festlag. Die vom Tintenschreiber aufgezeichneten Kurven (Abb. 6a, b, c, d, e) wurden im passenden Maßstab auf die berechneten Kurven übertragen. Die Abweichungen zwischen gerechneten und gemessenen Werten sind in größerer Entfernung von der Kugel größer als in der Nähe.

Weiterhin wurde noch das gesamte Schallfeld um eine Kugel bestimmt. Das Mikrofon wurde in ein drehbares Gestell einmontiert, das Kreise um die Kugel beschrieb. Die jeweiligen Radien konnten eingestellt werden. Auch war an der Stelle  $\gamma = 180^\circ$  ein Kontakt eingebaut, der eine genaue Winkelbestimmung auf dem Registrierpapier des Tintenschreibers ermöglichte. Die Auswertung der erhaltenen Werte geschah wie schon oben erwähnt, nur mußte wieder der

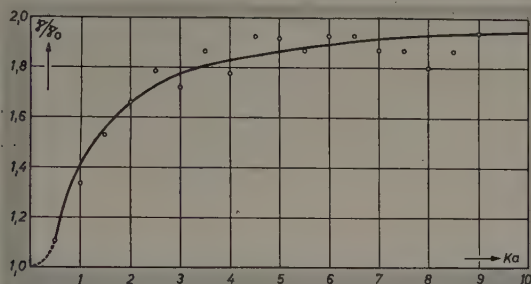


Abb. 8. Schalldruck auf einer starren Kugel in Abhängigkeit von ihrem Radius — berechnete, o gemessene Werte

passende Maßstab berücksichtigt werden. Es wurde das Schallfeld einer Kugel für  $Ka = 2$  gemessen (A in Abb. 7). Die aus Stenzel [1] entnommenen Werte wurden zum Vergleich ebenfalls eingezeichnet. Schließlich wurde untersucht, wie der Schalldruck auf der Kugel an der Stelle  $\gamma = 0$  mit wachsender Größe, oder, da der Radius der Kugel konstant blieb, mit wachsender Frequenz ansteigt. Nach den vorliegenden gerechneten Werten ergab sich die Kurve in Abb. 8. Die

Meßergebnisse für  $Ka = 0,5; 1; 2 \dots 10$  wurden ebenfalls eingetragen. Die Abweichungen der Meßergebnisse von den Rechenergebnissen sind kleiner als 5%.

Es ist bekannt, daß sich der Schalldruck auf einer unendlich starren Wand verdoppelt. Bei der Kugel, deren Radius  $\sim 1,5 \lambda$  ist, wird die Schalldruckerhöhung bereits 1,83fach. Oder anders ausgedrückt: ein Mikrofon in einem kugelförmigen Gehäuse, z.B. mit einem Durchmesser von 4 cm, in eine ebene Welle gestellt, zeigt infolge der von der Kugel hervorgerufenen Verzerrung bei einer Wellenlänge von etwa 3 cm und einer Frequenz von 11000 Hz nicht den Schalldruck der ungestörten Welle an, sondern den 1,83fachen Betrag. Bei 5500 Hz erhält man den Wert 1,66. Sogar bei 2750 Hz erscheint noch der 1,42fache Betrag.

Die Anregung zu dieser Arbeit geht auf Herrn Dr. Stenzel † zurück, ein Teil der Rechnungen wurde mit ihm gemeinsam durchgeführt.

### Zusammenfassung

Im Bereich starrer Kugeln mit den Radien  $Ka = 0,4; 1; 4; 6; 8$  und 10, die sich in einem ebenen Schallfeld befinden, wurden die darin erzeugten Kurven konstanter Amplitude und konstanter Phase berechnet und dargestellt. Anschließend wurden Messungen durchgeführt, die mit hinreichender Genauigkeit mit den Rechnungen übereinstimmen. Es wurde weiterhin festgestellt, daß die Schalldruckerhöhung vor der Kugel im Maximum 1,97fach für den Fall  $Ka = 10$  sein kann. Der Schalldruck auf der Kugel bei  $\gamma = 0^\circ$  wurde für verschiedene Radien graphisch dargestellt und durch Messungen noch ergänzt.

### Schrifttum

- [1] ● Stenzel, H.: Leitfaden der Berechnung von Schallvorgängen. J. Springer, Berlin 1939
- [2] Rep. of the British Assoc. for the Adv. of Science. London 1914, 87 S
- [3] ● Tables of the Spherical Bessel Functions. New York 1947, Columbia University Press
- [4] Stenzel, H.: Über die von einer starren Kugel hervorgerufene Störung des Schallfeldes. ENT Bd. 15 (1938) Nr. 3
- [5] Schwarz, L.: Zur Theorie der Beugung einer ebenen Schallwelle an der Kugel. Akust. Z. Bd. 8 (1938) Nr. 3
- [6] Wiener, F. M.: Sound Diffraction by Rigid Spheres and Circular Cylinders. J. acoust. Soc. Amer. Bd. 19 (1947) Nr. 3
- [7] Faran jr., J. J.: Sound Scattering by Solid Cylinders and Spheres. J. acoust. Soc. Amer. Bd. 23 (1951) Nr. 4

## AUS INDUSTRIE UND TECHNIK

### Elektronisches Kabelmeßgerät

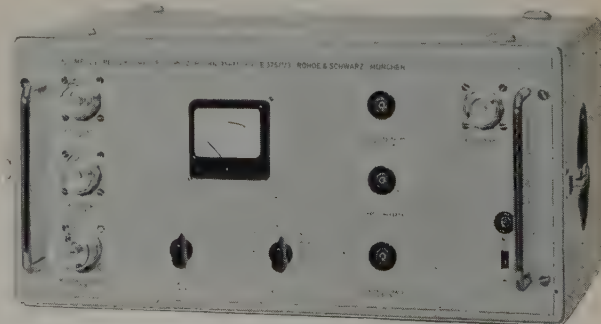
Ein wichtiges, auf dem Gebiet der VHF-Kabelmeßtechnik fast unentbehrliches elektronisches Meßgerät stellt das neuentwickelte Impuls-Reflektometer von Rohde & Schwarz (Typ „ZUPI“, BN 35681) dar.

Die Arbeitsweise des Gerätes besteht in der Modulation einer durch einen VHF-Steuersender (z. B. Typ „SMLM“ 30 bis 300 MHz) eingespeisten Trägerwelle mittels eines im Impuls-Reflektometer eingebauten Impuls-Generators mit kurzzeitigen Impulsen von  $10^{-7}$  s Breite und einer Folgefrequenz von etwa 50 kHz; die durch Hochtakung im Gegentakmodulator erhaltenen HF-Impulse werden dann über eine außen anzuschließende Eichleitung („DPR“ BN 18042) und über ein Hochpaßfilter im Meßkopf des Impuls-Reflektometers auf den Anfang einer mindestens 30 m langen Kabelstrecke mit nachgeschaltetem Meßobjekt gegeben, an dem gleichzeitig die Abnahme der rücklaufenden Impulsreste erfolgt. Diese werden über eine Kristalldiode gleichgerichtet und einem Begrenzungsverstärker zugeführt, dessen Ausgang über ein angepaßtes (150-Ohm-) Kabel mit dem Breitbandoszillografen „OBF“ zwecks Beobachtung verbunden wird. Dort sind der vorlaufende Impuls (im Verstärker begrenzt) und das Reflexions-echo gleichzeitig sichtbar; dieses entsteht von dem am Ende des zur Meßapparatur gehörenden Kabels befindlichen Untersuchungsobjekt oder von Störstellen innerhalb einer weiteren, als Meßobjekt angeschlossenen Kabel- oder sonstigen Übertragungsstrecke. Zu einem Meßplatz für Impuls-Reflexionsuntersuchungen gehören also außer dem Impuls-Reflektometer selbst noch ein Steuergenerator, eine Eichleitung, ein 30 m langes Verbindungskabel zum Meßobjekt und ein Breitbandoszillograf.

Das Impuls-Reflektometer arbeitet in seiner Normalausführung („BN 35681/60“ bei 60-Ohm-Anschlüssen bzw. „BN 35681/50“ bei 50-Ohm-Verbindungen) auf 3 Kanälen von 47...54, 54...61 und 61...68 MHz, 2 Kanälen von 87...94 und 94...101 und 7 Kanälen von 174...181, 181...188, 188...195, 195...202, 202...209, 209...216 und 216...223 MHz. Bei der

Sonderausführung „BN 35682/60“ oder „BN 35682/50“ ist der Einbau von 13 Kanälen zu je 7 MHz Breite im Frequenzgebiet zwischen 41 und 223 MHz nach freier Wahl vorgesehen.

Reflexionen, die durch Wellenwiderstandsfehler im Meßobjekt entstehen, können im Frequenzgebiet bis 100 MHz mit relativen Rückfluß-Amplituden im Bereich bis -50 dB, bei Frequenzen bis 223 MHz noch bis -45 dB gemessen werden, wobei der Meßbereich der Fehlerortsbestimmung



zwischen 50 und 2000 m elektrischer Länge — etwa 30 bis 1250 m natürlicher Länge bei Kabeln mit Vollisolation — liegt. Die Ortsbestimmung (Auflösung) ist dabei auf 15 m genau. Am Meßobjekt liegen etwa 4 V Spitzenspannung; das Impuls-Reflektometer hat generatoreingangsseitig einen Steuerspannungsbedarf von 3 V an 60 bzw. 50 Ohm. Um den



Anzeigeoszillografen zu synchronisieren, gibt das Gerät 3 V Spitzen-spannung an einen Synchro-Ausgang ab; die Vorlaufzeit dieser Spannung gegenüber dem verzögerten Vorlaufimpuls ist  $0,3 \cdot 10^{-6}$  s. Bei 1% Reflexion beträgt die NF-Ausgangsamplitude am Reflektometer 200 mV Spitzen-spannung zur Anzeige im Oszillografen.

Der Hauptvorteil des Impuls-Reflektometers für die Fehlermessung besteht darin, daß Störungen, wie sie in der Fernseh- und Pulsmodulations-technik betriebsmäßig durch Mehrfachreflexionen auf den Energieüber-tragungskänen vorkommen und mit reinen Impedanz- und Anpassungs-messungen wegen zufälliger Kompensation an der Meßstelle bei bestimmten Frequenzen nicht immer erfassbar sind, hier unter den für den prak-tischen Betrieb geltenden Voraussetzungen gemessen werden können. Die Rücklaufimpulse sind bis zur Größe von  $3\%$  meßbar; außer dem Rück-fluß ist aber auch der Mitfluß (infolge Doppelreflexion) mit dem Gerät bestimmbar, indem man den NF-Impuls, der mit 1 V an 75 Ohm bei 75 Ohm Innenwiderstand zur Verfügung steht, z. B. auf die zu prüfende Sendeanlage gibt und am Ende der Übertragungsstrecke bzw. aus dem Strahlungsfeld der Sendeantenne mit Hilfe eines Meßdemodulators zur Analyse bringt.

## Automatische Kapazitätsmeßbrücke

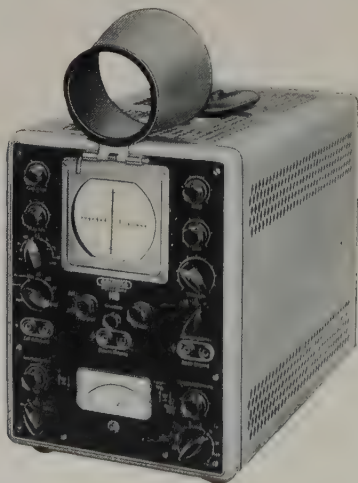
Zur Messung und Steuerung elektrischer und nichtelektrischer Größen benutzt man vielfach Kapazitätsänderungen von Kondensatoren. Gegen-über der Direktmethode hat die Nullmethode den Vorteil der höheren Genauigkeit, aber den Nachteil, daß zum Ablesen und Steuern zunächst eine Einstellung vorgenommen werden muß. Diesen Nachteil vermeidet die automatische Kapazitätsmeßbrücke der Firma *Arthur Klemt*, Olching bei München. Die automatische Meßbrücke enthält in einem Brücken-zweig einen Drehkondensator, der mittels eines Induktionsmotors immer so eingestellt wird, daß die Brückenspannung Null ist. Der Induktions-motor liefert eine verhältnismäßig große Einstellkraft, die zur Registrie-rung, zum Betätigen von Relais, zur Fernübertragung usw. ausgenutzt werden kann.

Eine spezielle Ausführung der automatischen Meßbrücke ist das kombi-nierte Kapazitäts- und Verlustwinkel-Meßgerät. Eine Skala am Induk-tionsmotor zeigt die Abweichung des Prüflings von einem Normal an, während gleichzeitig ein Instrument den Verlustwinkel mißt. Eine vom Induktionsmotor betätigte Steuerungseinrichtung ermöglicht gleichzeitig das automatische Sortieren von Kondensatoren nach verschiedenen Tole-ranzen.

## Breitbandoszillograf

Der Breitbandoszillograf „705a“ der Firma *Grundig* ist vor allem für die Messung von Impulsen und Impulsgemischen geeignet. Er ermöglicht Messungen mit großer Genauigkeit an kommerziellen Impulsübertragungs-strecken, Fernsehsumsetzerstationen, Impulssendern usw.

Der Meßverstärker ist 6stufig mit Gegentaktendstufe und hat einen Fre-quenzbereich von 20 Hz...10 MHz ( $\pm 3$  dB). Die Empfindlichkeit ist



mindestens  $10 \text{ mV}_{\text{eff}} \hat{=} 28 \text{ mV}_{\text{ss}}/\text{cm}$  Bildhöhe. Der Eingangswiderstand ist 1 MOhm bei einer Kapazität von etwa 25 pF. Ein mitgelieferter Tast-kopf (Eingangswiderstand 10 MOhm, Eingangskapazität etwa 8 pF, Teiler-verhältnis 1 : 20) ermöglicht es, sehr hohe Impulsspannungen zu oszillo-grafieren. Eine in den Verstärker eingebaute Verzögerungsleitung dient zur Abbildung einmaliger Vorgänge.

Bei Abbildung einer Rechteckspannung (Steigzeit  $0,02 \mu\text{s}$ ) ist das Über-schwingen kleiner als 2%. Die Reflexion und Verformung der abgebildeten

Kurve — hervorgerufen durch die Verzögerungsleitung — ist  $< 0,5\%$ ; die Unlinearität bei 5 cm Bildhöhe und einseitiger Impulsaussteuerung (Tastverhältnis etwa 1 : 10) kleiner als 2%. Eine eingebaute Vergleichs-spannungsquelle gestattet die schnelle und exakte Messung von Impuls-spannungen. Die Vergleichsspannung ist grob in Stufen 1 : 3 und fein stetig nach einem Instrument einstellbar und ermöglicht die Messung von  $5 \text{ mV}_{\text{ss}} \dots 300 \text{ V}_{\text{ss}}$ .

Ein beleuchtetes und in der Leuchtintensität veränderbares Achsenkreuz, das sich vor dem planen Schirm der Katodenstrahlröhre DG 10/54 be-findet, erlaubt bei geringer Parallaxe ein bequemes und genaues Messen. Beim Arbeiten in sehr hellen Räumen dienen ein Lichtschutztube und ein Polarisationsfilter zur Kontrasterhöhung.

Der eingebaute, in Amplitude und Polarisation veränderbare Synchroni-sationsverstärker sorgt für ein einwandfrei stehendes Bild und kann auf Eigen-, Fremd- oder Netzsynchronisation geschaltet werden. Der Span-nungsbedarf bei Fremdsynchronisation ist etwa  $3 \text{ V}_{\text{ss}}$ .

Das Multivibratorkippgerät kann auch durch einmalige Vorgänge aus-gelöst (getriggert) werden und liefert Ablenkspannungen im Bereich von 15 Hz...400 kHz. Die Triggerspannung muß größer als  $5 \text{ V}_{\text{ss}}$  sein.

Ein eingebauter, regelbarer Zeitplattenverstärker ermöglicht die Dehnung des Oszillogramms auf den 5- bis 10fachen Schirmdurchmesser. Dieser Verstärker mit einem Eingangswiderstand von 1 MOhm und einer Kapazi-tät von etwa 25 pF ist auch getrennt benutzbar. Die Meß- und Zeitplatten der Bildröhre sowie die Ausgänge des Zeit- und Meßverstärkers sind an Buchsen auf der Rückseite des Gerätes zugänglich.

## Neue Valvo-Röhren

Für Anlagen und Geräte der industriellen Elektronik und mobile Sende- und Empfangsanlagen, bei denen es unter oft rauen äußeren Betriebs-beingungen bei kleinsten Abmessungen auf hohe Leistungsfähigkeit an-kommt, hat *Valvo* eine Serie von indirekt geheizten Subminiaturröhren herausgebracht, die in Kolben von nur  $38 \times 10 \text{ mm}$  untergebracht sind, und in beliebiger Lage eingebaut werden können. Da sie sich im Betrieb unter Umständen stark erwärmen, ist im Interesse einer langen Lebens-dauer gute Kühlung zweckmäßig, wozu schon eine auf dem Chassis befestigte Metallklammer genügt, die den Röhrenkolben umfaßt. Die Serie enthält 7 Typen für Heizung mit 6,3 V Wechsel- oder Gleichspannung.

**EA 76.** Für HF- und NF-Gleichrichtung mit Kolbenabmessung von nur  $28 \times 5,4 \text{ mm}$ . Betriebsdaten (mit Ausnahme des Heizstroms) entsprechen einem System der EAA 91;

**EC 70.** Triode für UKW-Oszillatoren bis etwa 500 MHz;

**EF 70.** Pentode mit getrennt herausgeführtem Bremsgitter. Kleiner Aus-steuerungsbereich, so daß für die Sperrung der Röhre ein  $U_{g3}$  von etwa  $-12 \text{ V}$  genügt. Bremsgitter ist im Inneren der Röhre zusätzlich mit einer Diodenstrecke verbunden, so daß positive Spannungsspitzen an  $g_3$  ab-geschnitten werden. Vorteilhaft für Impulstor- und Koinzidenz-Schaltungen usw.;

**EF 71.** Steile Regelpentode für HF- und ZF-Stufen;

**EF 72.** Pentode hoher Steilheit ( $5 \text{ mA/V}$ ) für HF-Verstärkerstufen;

**EF 73.** Pentode hoher Steilheit mit getrennt herausgeführtem Brems-gitter. Max. Anodenverlustleistung 1,5 W. Vielseitige Anwendungsmög-lichkeiten in der industriellen Elektronik;

**EY 70.** Einweg-Gleichrichterröhre.

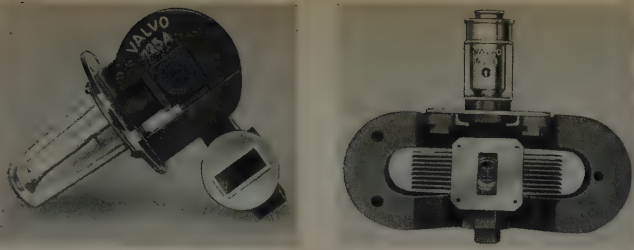
## Technische Daten der Valvo-Subminiaturröhren der E 70er-Serie

Typ	Heizung		$U_a = U_{g2}$ [V]	$U_{g1}$ [V]	$I_a$ [mA]	$I_{g2}$ [mA]	S [mA/V]
	U [V]	I [mA]					
EA 76	6,3	150	max. 150	—	max. 9,0	—	—
EC 70	6,3	150	100	— 2,0	13,0	—	5,5
EF 70	6,3	200	100	— 2,0	3,0	2,5	2,5
EF 71	6,3	150	100	— 1,2	7,2	2,2	4,5
EF 72	6,3	150	100	— 1,4	7,0	2,2	5,0
EF 73	6,3	200	100	— 2,0	7,5	2,5	5,25
EY 70	6,3	450	$U_a = \text{max. } 250 \text{ V}_{\text{eff}}$	—	max. 45,0	—	—

★

In der Reihe der quecksilberdampfgefüllten Hochvolt-Gleichrichterröhren erscheint jetzt die DCG 7/100, die für einen Gleichstrommittelwert von max. 15 A bei einer Spannung von max. 15 kV ausgelegt ist. Sie ist





speziell für Großgleichrichter in Funkanlagen und industriellen Anlagen bestimmt. Die elektrischen Daten entsprechen dem englischen Typ BT 69.

★

Nachdem kürzlich bereits für die gegenwärtigen und zukünftigen Erfordernisse der Funkmeßtechnik die Klystrons „2 K 25“ und „723 A/B“ angeboten wurden, kündigt Valvo jetzt eine Reihe von Großleistungsmagnetrons mit Druckluftkühlung für das 3-cm-Gebiet an, die jeweils auf eine feste Frequenz innerhalb eines schmalen Bereiches im 3-cm-Gebiet abgestimmt sind.

Typ 55029 im Bereich 9405...9505 MHz

55030 im Bereich 9345...9405 MHz

55031 im Bereich 9168...9345 MHz

55032 im Bereich 9003...9168 MHz

Diese Typen bilden mit den zugehörigen Magneten eine geschlossene Baueinheit und liefern Spitzenleistungen mit mindestens 180 kW bei Impulszeiten bis herab zu 0,1  $\mu$ s.

Die Valvo 4 J 50, für eine feste Frequenz im Bereich 9345...9405 MHz und geeignet für Impulszeiten bis herab zu 0,3  $\mu$ s, ist dem amerikanischen Typ äquivalent; ebenso die Valvo 725 A für eine feste Frequenz im Bereich 9345...9405 MHz mit einer Spitzenleistung von mindestens 50 kW. Alle oben genannten Magnetrons sind für den Anschluß einer rechteckigen Hohlleitung nach RTMA WR 112, Typ RG-51/U (9000...10000 MHz, Grenzfrequenz  $f_g = 5260$  MHz) ausgebildet.

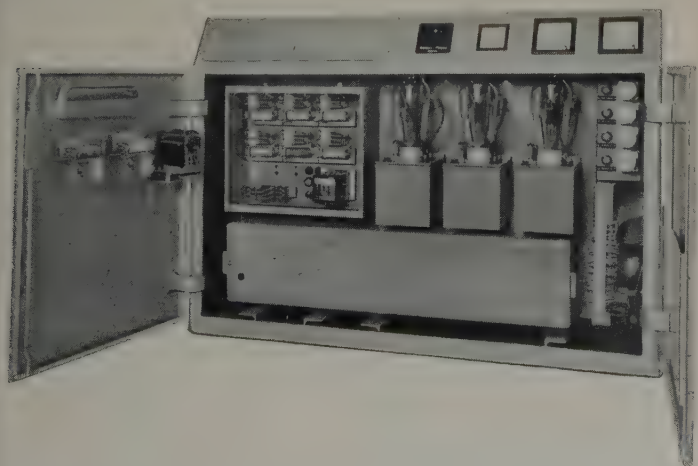
★

Die speziell für Impulsmodulatorschaltung aller Art besonders geeigneten Wasserstoff-Thyratrons haben so schnellen Eingang in die Technik gefunden, daß bereits jetzt die Preise für die Typen PL 435 (4 C 35) und PL 522 (5 C 22) sowie die Hochvakuumdiode 8020 (56000) erheblich gesenkt werden konnten.

Gleichzeitig erschienen neue Listen mit den ab 1. März 1955 gültigen Preisen für Spezialröhren und Stromrichterröhren.

### Ein elektronischer Cottonmaschinenantrieb mit Wechselrichterbremsung

Zum Antrieb von Cottonmaschinen, auf denen gleichzeitig bis zu 32 Nylon- oder Perlonstrümpfe gewirkt werden können, ist ein Antrieb von etwa 4 kW Leistung erforderlich, dessen Drehzahl in einem Bereich von etwa 1:10 nach einem bestimmten Programm verstellbar ist. Das Programm wird von einer Kette oder auch Lochkarte vorgegeben. Die Entwicklung



derartiger Cottonmaschinen hat in den letzten Jahren zu einer Erhöhung der Wirkgeschwindigkeit von 60 auf 110 Reihen/min geführt, eine Entwicklung, die nicht ohne Auswirkung auf den Maschinenantrieb war.

Die bisher in Deutschland weit verbreiteten Drehstromkommutatormotoren waren für schnelle Drehzahlverstellungen wegen ihres massebehafteten Bürstenapparates nicht so geeignet wie normale Gleichstrom-

nebenschlußmotoren, deren Drehzahl durch Ankerspannungsänderungen schnell und in weiten Grenzen veränderbar ist. Die auftretenden Antriebsprobleme für Hochleistungsstrumpfwirkmaschinen werden in besonders eleganter Form durch den elektronischen Antrieb der Firma Pintsch-Electro, Konstanz, gelöst.

Ein gittergesteuerter Dreiphasengleichrichter mit 3 Gasentladungsröhren PL 105 liefert die Ankerspannung für einen normalen Gleichstromnebenschlußmotor von 5 kW. Der Programmgeber beeinflusst die Gittersteuerung so, daß die erforderlichen Drehzahlstufen vom Motor in extrem kurzen Zeiten erreicht werden. Eine Ankerstrombegrenzung sorgt für Beschleunigen und Bremsen ohne Drehmomentspitzen, was für schonende Behandlung von Maschine und Antriebskette wichtig ist. Die Bremsung erfolgt durch Rückspeisung ins Netz im Wechselrichterbetrieb. Hierdurch wird eine zusätzliche Aufheizung von Anlage und Maschine und eine damit verbundene Mehrbelastung der Klimaanlage vermieden.

Um eine mögliche Störung schnell beseitigen zu können, sind alle Verschleißteile steckbar angeordnet und in wenigen Minuten gegen Ersatzteile, die griffbereit an der Innenseite der Tür angeordnet sind, austauschbar.

### Wechselspannungs-Stabilisator WS-6

Von Wandel u. Goltermann, Reutlingen-Eningen, wurde ein Wechselspannungs-Stabilisator herausgebracht, der den Betrieb empfindlicher Verbraucher bis zu einer Leistungsaufnahme von 500 VA bzw. 1 kVA an unruhigen Netzen ermöglicht. Der Effektivwert der geregelten Spannung wird auf  $\pm 0,1\%$  bei einer Netzspannungsschwankung bis  $\pm 10\%$  (Bereich bis 500 VA) bzw. bis  $\pm 5\%$  (Bereich bis 1 kVA) konstant gehalten. Beliebige Änderungen der Belastung sowie Schwankungen der Netzfrequenz im Bereich 50 Hz  $\pm 10\%$  lassen die Ausgangsspannung um maximal 0,1% schwanken. Der Klirrfaktor ist sehr gering und übersteigt auch bei ungünstigsten Bedingungen 3% nicht.

Die Regelung erfolgt sehr schnell; momentane Änderungen der Eingangsspannung werden innerhalb jeweils 0,1 s auf etwa 35% ausgeregelt. Ein 10%iger Sprung der Eingangsspannung wird also nach 0,5 s auf 0,1% reduziert. Die Größe der geregelten Spannung ist weitgehend unabhängig von Temperatur- oder Alterungseinflüssen, so daß auch über lange Zeiträume ein Nachregulieren nicht notwendig ist. Mit einem besonderen Regler kann die Ausgangsspannung innerhalb gewisser Grenzen von Hand verändert werden. Die Normalausführung des Gerätes enthält einen Spannungsmesser für die Ausgangsspannung und einen Scheinleistungsmesser für die Verbraucherleistung.



Die Wirkungsweise des Stabilisators beruht auf folgendem Prinzip: Zwischen Eingang und Ausgang liegen eine Drossel und ein Autotransformator. Der Spannungsabfall an der Drossel ist durch den Magnetisierungsstrom einer Zusatzwicklung steuerbar. Den mittleren Spannungsverlust an der Drossel gleicht der Autotransformator aus. Durch zusätzliche Schaltelemente ist dafür gesorgt, daß die an der Drossel abfallende Spannung praktisch sinusförmig bleibt. Den veränderbaren Magnetisierungs-Gleichstrom für die Drossel gewinnt man dadurch, daß die Ausgangsspannung des Reglers auf einen Kaltleiter wirkt, dessen Widerstand damit von der effektiven Ausgangsspannung abhängt. In einer Röhrenschaltung, die gleichzeitig den Magnetisierungsstrom erzeugt, wird der Widerstand des Kaltleiters mit einem Festwiderstand verglichen. Schon kleinste Abweichungen der beiden Werte ergeben eine große Änderung des Magnetisierungsstromes, und dadurch strebt die Ausgangsspannung des Stabilisators einem Wert zu, bei dem der Widerstand des Kaltleiters dem Wert des Festwiderstandes entspricht. An einem in Reihe zum Kaltleiter liegenden regelbaren Vorwiderstand ist der gewünschte mittlere Wert der Ausgangsspannung einstellbar.

Der Wechselspannungs-Stabilisator wird mit Vorteil überall dort eingesetzt, wo Netzspannungsschwankungen die Arbeitsweise empfindlicher Geräte oder die Durchführung exakter Messungen beeinträchtigen. Das gilt ganz besonders auch für elektronische Meßgeräte, die oft netzspannungsabhängig sind. Der geringe Innenwiderstand des Stabilisators ermöglicht auch Parallelbetrieb mehrerer Verbraucher. Mit drei Stabilisatoren läßt sich ebenfalls die Spannung eines Drehstromnetzes stabilisieren.



# Kopiergerät für Magnettonbänder



Aufbau einer Anlage mit Muttergerät (links) und drei Tochtergeräten (rechts)

Die Ampex-Corporation, Redwood City, California (USA), brachte ein universell verwendbares Gerät „S-3200“ zum Kopieren (Überspielen) von Magnettonbändern heraus, mit dem bis zu 10 Kopien gleichzeitig hergestellt werden können. Das Gerät liefert in achtstündiger Arbeitszeit Kopien mit einer Spieldauer von über 2000 Stunden. Es ist für 6,35 mm breites Magnetband und Wiedergabegeschwindigkeiten von 9,5, 19, 38 und 76 cm/s eingerichtet und überspielt die beiden Aufnahmen eines Mutterbandes mit Doppelspurzeichnung sowohl auf Vollspur- als auch auf Halbspur- und Zweikanal-Stereofonie-Duplikate. Die Kopien können dabei für die gleiche Wiedergabegeschwindigkeit wie das Originalband oder für die halbe Geschwindigkeit hergestellt werden. Es ist zwar grundsätzlich möglich, auch Kopien mit der doppelten Bandgeschwindigkeit des Originals herzustellen, jedoch hat diese Technik praktisch keinen Sinn, weil dadurch keine Verbesserung gegenüber der Qualität des Originals auftritt. Unabhängig von der Wiedergabegeschwindigkeit erfolgt die Überspielung wahlweise mit 76 oder 152 cm/s. Mit dem Gerät ist es weiterhin möglich, bei Halbspuraufnahmen beide Spuren gleichzeitig oder auch eine Halbspuraufnahme auf Vollspur zu überspielen. Obere und untere Spur der Kopien lassen sich mit der Spurlage des Originals vertauschen. Außerdem können bei Betrieb mit mehreren Tochtergeräten von einem Mutterband Duplikate mit verschiedener Spurbreite und Wiedergabegeschwindigkeit hergestellt werden. Es ist möglich, die Überspielung im Rückwärts-

lauf vorzunehmen; man spart dadurch das Umspulen der Kopien und hat dann den Anfang des Textes oder der Musik am Anfang des Bandes.

## 1. Aufbau

Die Anlage besteht aus einem Muttergerät, den zugehörigen Verstärkern, einem HF-Vormagnetisierungsgenerator für alle Tochtergeräte, einem Kontrollgerät und 1 bis 10 Tochtergeräten. Die Anlage ist so dimensioniert, daß es jederzeit möglich ist, wahlweise 1 bis 10 Tochtergeräte anzuschalten, ohne daß dadurch grundsätzliche Änderungen notwendig sind.

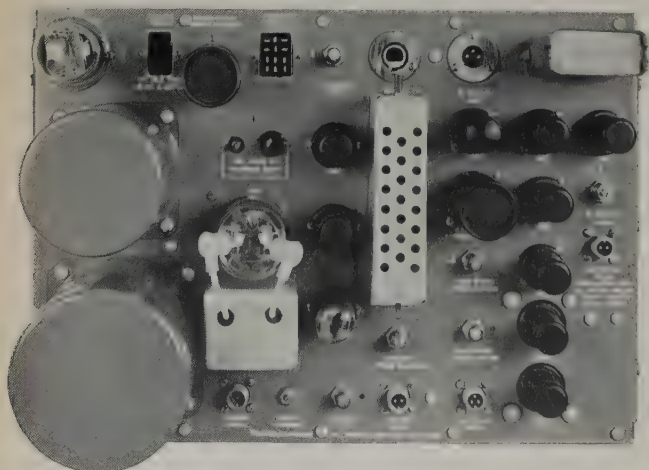
Zum Überspielen wird die Originalaufnahme (Mutterband) auf dem Muttergerät abgespielt und der Ausgang über Verstärker den Tochtergeräten zugeführt. Alle notwendigen Entzerrer liegen im Muttergerät, so daß nach einmaligem Abgleich der Tochtergeräte alle beim Übergang auf andere Bandchargen eventuell auftretenden Änderungen zentral an einer Stelle ausgeglichen werden können.

Die Umschaltung auf die verschiedenen Betriebsarten erfolgt über mehrere Umschalter, die in einfacher Weise jede gewünschte Kombination für die gewählte Art der Überspielung einzustellen gestatten. Die Bedienung selbst ist über Drucktasten weitgehend automatisiert.

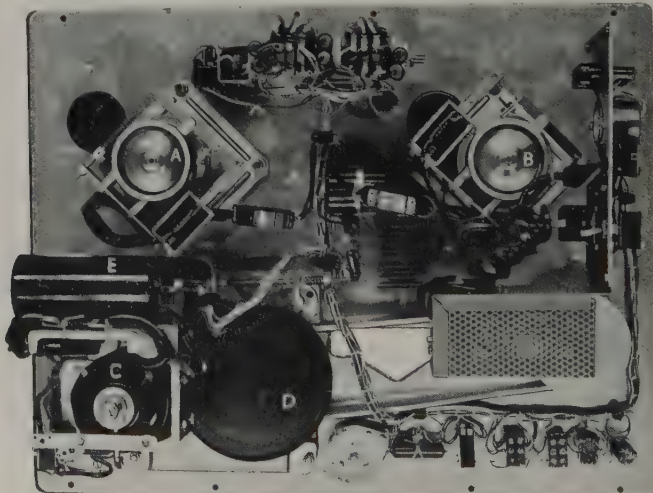
Für die Steuerung ist ein Umschalter mit drei Stellungen für „Abspielen“ oder „Aufnahme“, „Rücklauf“ und „schneller Vorlauf“ vorhanden. Zwei Druckknöpfe — „Start“ und „Halt“ — steuern den Bandtransport. Die Bedienung der Anlage kann zentral vom Muttergerät aus oder an jedem Tochtergerät getrennt erfolgen. Es ist ohne weiteres möglich, während des Betriebs Tochtergeräte zu- oder abzuschalten.

Für die Wiedergabe enthält das Muttergerät zwei Halbspurköpfe, die je einen eigenen Verstärker steuern. Die Verstärker sind identisch mit den im Aufnahmegerät „Amplex 307“ benutzten. Aufnahmeverstärker, Wiedergabeverstärker und Netzteil sind auf einem gemeinsamen Chassis untergebracht; zum Überspielen wird der Aufnahmeverstärker nicht benutzt. Auf die Verwendung eines besonderen Verstärkers verzichtete man, weil der im „Amplex 307“ benutzte hochwertige Verstärker einen bis zu so hohen Frequenzen reichenden Frequenzbereich hat, daß auch bei der hohen Überspielgeschwindigkeit keine Beeinflussung des Frequenzganges auftritt. Es ist ohne weiteres möglich, ein bis zehn Tochtergeräte anzuschalten, ohne daß dadurch eine Veränderung der Anpassung eintritt, weil die Ausgangsimpedanz so niedrig ist, daß der Verstärker praktisch eine konstante Spannungsquelle darstellt. Der Ausgang jedes Wiedergabeverstärkers ist mit den Aufsprechverstärkern verbunden, die aus zwei hochwertigen Verstärkern für jede Halbspur und gemeinsamem Netzteil bestehen. Die Aufnahmeköpfe der Tochtergeräte sind mit den Ausgängen dieser Verstärker verbunden. Außerdem sind im Muttergerät umschaltbare Entzerrer vorhanden, die — über ein Relais gesteuert — den Frequenzgang der gewählten Überspielgeschwindigkeit anpassen.

Ein Löschkopf ist nicht vorhanden. Es müssen deshalb für die Kopien sorgfältig vorgelöschte Bänder benutzt werden. Die HF-Vormagnetisierung für alle Tochtergeräte liefert der zentrale HF-Vormagnetisierungsgenerator, der erst beim Einschalten des Bandtransports über ein Relais die Anodenspannung zugeführt bekommt.



Verstärker im Muttergerät mit Reglern für Pegel und Korrektur des Frequenzganges für verschiedene Überspielgeschwindigkeiten



Unteransicht des Laufwerks. A und B Wickelmotoren. C Antriebsmotor, D Schwungmasse auf Achse der Tonrolle, E Kupplung für Antriebsmotor

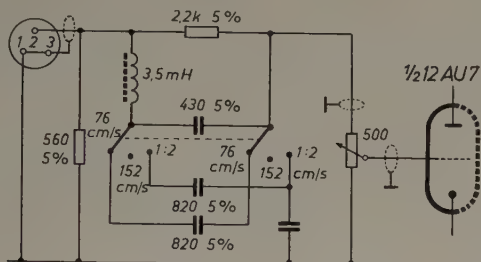


Jedes Tochtergerät hat drei Aufnahmeköpfe: Vollspur, untere Halbspur, obere Halbspur. Den Vollspurkopf und den oberen Halbspurkopf speist ein gemeinsamer Verstärker. Jeder Kopf kann über Kippschalter am Tochtergerät ein- oder ausgeschaltet werden. Für kleine Veränderungen des Frequenzganges (Ausgleich der Bandcharakteristik, Abschluß der Köpfe) sind Korrekturmittel vorhanden.

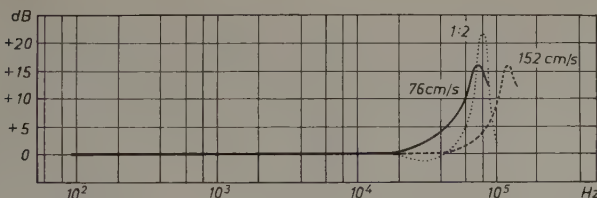
Die Anlage wird sowohl als Truhenmodell als auch für den Einbau in Gestelle geliefert. Für die Normalausführung sind genormte Bandspulen mit 18 und 27 cm Ø vorgesehen, in einer Sonderausführung Spulen von 36 cm Ø.

## 2. Laufwerk

Das Laufwerk ist für alle Geräte einheitlich aufgebaut. Zum Antrieb der Tonrolle dient ein selbstanlaufender Synchronmotor, der durch Schwenken mit einer Schwungmasse gekuppelt werden kann, die auf der Achse der Tonrolle sitzt und dadurch einen guten Gleichlauf sichert. Die Schwenkbewegung wird durch einen Elektromagneten bewirkt. Zum Einstellen der exakten Nenndrehzahl bedient man sich einer stroboskopischen Methode, und es ist möglich, kleine Korrekturen der Geschwindigkeit durch Verändern des Anpreßdrucks des Antriebsmotors durchzuführen. Die Tonrolle ist am unteren Ende in einem selbstschmierenden Kugellager geführt, oben in einem Präzisions-Bronzelager, um schlagfreien Lauf zu gewährleisten. Zwischen Tonrolle und Aufwickelspule liegt auf der Ober-



Entzerrerschaltung für Überspielgeschwindigkeiten von 76 und 152 cm/s sowie für ein Geschwindigkeitsverhältnis von 1:2 von Tochter- und Mutterband



Änderung des Frequenzganges durch die obenstehende Entzerrerschaltung

seite des Gerätes eine auf einer federnden Schwinge montierte lose Rolle, die einen bestimmten Bandzug zwischen Tonrolle und Aufwickelspule herstellt und kleinere Schwankungen des Bandzuges ausgleicht. Es handelt sich dabei um eine Einrichtung, wie sie in ähnlicher Form auch bei Filmprojektoren zu finden ist. Die federnde Schwinge ist mit einem Sicherheitschalter gekuppelt, der bei Bandriß oder Versagen der Aufwicklung das Gerät automatisch abschaltet und damit „Bandsalat“ verhindert.

Als Wickelmotoren finden Induktionsmotoren mit eingebauter Bremse Verwendung, deren Drehmoment durch Kippschalter den Überspielgeschwindigkeiten von 76 oder 152 cm/s angepaßt wird. Die Spulen sitzen direkt auf den Achsen der Wickelmotoren. Das Drehmoment wird mit Widerständen eingestellt.

Die Wiedergabegeschwindigkeit eines Tochterbandes hängt ab von der normalen Wiedergabegeschwindigkeit des Mutterbandes und dem Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Mutter- und Tochtergeräten. Laufen beide Geräte mit der gleichen Geschwindigkeit, dann sind alle Tochterbänder für die gleiche Wiedergabegeschwindigkeit wie das Mutterband bestimmt. Laufen die Tochtergeräte mit 76 cm/s und das Muttergerät mit 152 cm/s, dann ist die Wiedergabegeschwindigkeit der Tochterbänder halb so groß wie die des Mutterbandes.

## 3. Bedienung

Die Wahl der gewünschten Spur auf den kopierten Bändern wird über Kippschalter auf den Tochtergeräten eingestellt. Das Signal von der oberen Spur des Muttergerätes speist sowohl den Vollspur- als auch den oberen Halbspurkopf der Tochtergeräte, das Signal der unteren Halbspur des Muttergerätes in jedem Fall die unteren Halbspurköpfe der Tochtergeräte. Soll ein Originalband mit Halbspur- oder Zweikanal-Stereofonieaufzeichnung überspielt werden, dann müssen die beiden Halbspurschalter der Tochtergeräte eingeschaltet, der Vollspurkopf ausgeschaltet wer-

den. Soll von einer Halbspuraufnahme ein Vollspur-Duplikat hergestellt werden, dann ist das Mutterband so einzulegen, daß die zu überspielende Spur oben liegt.

Zum Einstellen des HF-Pegels ist im Muttergerät ein Kontrollinstrument mit Nullmarke vorhanden. Dieses Instrument zeigt nur relative Werte an und ist so geeicht, daß es in Nullstellung den optimalen HF-Pegel  $\pm 1/2$  dB anzeigt. Mit diesem Instrument ist es ebenfalls möglich, die HF-Vormagnetisierung für die Köpfe jedes Tochtergerätes einzeln einzustellen.

Zur Kontrolle des Aufsprechpegels dient ein ähnliches Nullinstrument, das bei maximaler Aussteuerung den Zeiger auf die Nullmarke einspielen läßt. Bei dieser Einstellung ist sichergestellt, daß alle kopierten Bänder die gleiche Aussteuerung wie das Mutterband haben.

Ähnlich wie in der Studioteknik ist es auch hier notwendig, die Köpfe vor jeder Überspielung sorgfältig zu entmagnetisieren, weil sonst durch den Restmagnetismus die Dynamik um 5 bis 10 dB verringert werden kann. Für diesen Zweck steht ein einfaches Löschgerät „Amplex 704“ für direkten Anschluß an 117 V~ zur Verfügung.

Zum Eintaumeln der Köpfe und zum Einstellen des Pegels — notfalls auch zum Abgleich der Entzerrer — dient ein speziell entwickeltes Testband. Es wird im Muttergerät eingesetzt und dann bei der normalen Überspielgeschwindigkeit die Ausgangsspannung mit Röhrenvoltmeter und Kopfhörer kontrolliert. Die erste aufgezeichnete Frequenz von 40 000 Hz ist zum Eintaumeln der Köpfe bestimmt, und man stellt nach einem Röhrenvoltmeter auf maximale Ausgangsspannung ein. Die nächste Frequenz von 1000 Hz ist mit Normalpegel aufgesprochen, und alle Pegelregler sind so einzustellen, daß das angeschaltete Röhrenvoltmeter 1,23 V<sub>eff</sub> anzeigt. Der dritte Teil enthält eine Folge von Frequenzen zur Kontrolle des Frequenzganges.

## 4. Technische Daten

Überspielgeschwindigkeit: 76 und 152 cm/s

Frequenzgang: 9,5-cm-Duplikate von 9,5- oder 19-cm-Originalen  
 $\pm 2$  dB von 50...5000 Hz  
 $\pm 4$  dB von 50...7500 Hz  
 19-cm-Duplikate von 19-cm-Originalen  
 $\pm 2$  dB von 70...10 000 Hz  
 $\pm 4$  dB von 50...15 000 Hz

Signal-Rausch-Verhältnis: >45 dB für 9,5-cm- und 19-cm-Duplikate bei 76 oder 152 cm/s Überspielgeschwindigkeit

Gleichlauf: besser 0,2% für alle Duplikate

Kopierzeit:	Spulen-Ø	76 cm/s	152 cm/s
	17 cm (366 m)	8 min	4 min
	27 cm (732 m)	16 min	8 min
	36 cm (1464 m)	32 min	16 min

Anlauf: volle Geschwindigkeit in 5 bis 10 s bei 76 oder 152 cm/s Überspielgeschwindigkeit und 27-cm-Spulen

Bremszeit: bei 27-cm-Spulen und 152 cm/s Überspielgeschwindigkeit laufen etwa 25 cm Band bis zum vollständigen Stillstand nach

Umspulzeit: etwa 1 min für 27-cm-Spule  
 (für Mutterband)

Stromversorgung: 12 A für 115 V~; jedes Tochtergerät zusätzlich 2,5 A

## Aufsprechverstärker

Signal-Rausch-Abstand: — 75 dB bei 6 V<sub>eff</sub> Ausgangsspannung (Eingang kurzgeschlossen)

Verzerrungen: bei 5000 Hz und 6 V<sub>eff</sub> Ausgangsspannung  
 0,3 % 2. Harmonische  
 0,1 % 3. Harmonische  
 bei 5000 Hz und 12 V<sub>eff</sub> Ausgangsspannung  
 0,6 % 2. Harmonische  
 0,3 % 3. Harmonische

Stromversorgung: Anodenspannung 270 V, 180 mA

## HF-Vormagnetisierungsgenerator

Anodenspannung: 300 V (mit Potentiometer einstellbar)

Ausgangsspannung: 64 V<sub>eff</sub> an 250 Ω  
 (Der Oszillatorausgang ist mit Kondensator überbrückt und kann damit auf größte Ausgangsspannung eingestellt werden. Diese Spannung soll bei Frequenzen zwischen 350 und 380 kHz erreicht werden.)

## Wiedergabeverstärker

Die erste Verstärkerröhre wird durch den Anodenstrom des Verstärkers gleichstromgeheizt. Eine Sicherung schützt diese Röhre gegen Überlastung; ihr parallel liegt eine Glühlampe, die beim Durchbrennen der Sicherung aufleuchtet.

—th



## Die Impulstechnik als Meßverfahren in der Physik<sup>1)</sup>

Die in enger Wechselwirkung mit der Entwicklung der Elektronenröhren und vornehmlich des Fernsehens entstandene Impulstechnik der Radargeräte hat der experimentierenden Physik sehr bequem anzuwendende Methoden an die Hand gegeben, um kurzzeitige und periodisch wiederholbare physikalische Prozesse mit Zeitgenauigkeiten bis zu  $10^{-8}$  s auszumessen und verfolgen zu können. Zuvor waren demgegenüber sehr schnell ablaufende Vorgänge im Bereich der Physik nur in Sonderfällen meßtechnisch erfassbar und verlangten die Anwendung kunstvoll ausgeklügelter und schwieriger zu benutzender Versuchsanordnungen.

Während indessen für die Zwecke, die mit Radargeräten erfüllt werden, die Meßvorgänge in der Regel an periodische Impulsfolgen geknüpft sind — was für die angewandten Meßmethoden erhebliche Erleichterungen mit sich bringt —, verlangen viele physikalische Fragestellungen allgemeinere, d. h. auch auf nichtperiodische bzw. Einzelvorgänge anwendbare Meßverfahren. Eine mehr oder weniger direkte Anwendung der oszillografischen Methoden der Radartechnik im physikalischen Experiment ist daher nur in den besonderen Fällen möglich, in denen der zu messende bzw. zu beobachtende Vorgang durch eine periodische Impulsfolge wiederholbar ausgelöst werden kann. Für alle anderen Fälle muß die Impulstechnik der Radargeräte zu einer vielfältiger benutzbaren Impulstechnik durch die Entwicklung besonderer Verfahren erweitert werden, die kurzzeitig verlaufende einmalige bzw. längs der Zeitachse zufällig verteilte Ereignisse messend zu verfolgen gestattet. Hierbei bedarf es zudem häufig einer über die Zwecke der Radartechnik weit hinausgehenden Zeitmeßgenauigkeit bis etwa zu  $10^{-11}$  s.

Die Fragestellungen, welche eine Erweiterung der experimentellen Kunst durch eine in der bezeichneten Richtung weitergeführte Impulstechnik verlangten, ergaben sich vornehmlich aus der Kern- und Höhenstrahlungsphysik. Sie gaben daher die direkte Anregung zur Entwicklung einer speziellen Milli-Mikrosekunden- bzw. Nanosekunden-Impulstechnik als Hilfsmittel für die experimentelle physikalische Forschung.

Die Fragen, für deren Beantwortung dieses moderne Hilfsmittel eingesetzt wird, betreffen z. B. die unmittelbare Messung der Geschwindigkeit von Elementarteilchen vor allem sehr hoher Energie, die Messung der Geschwindigkeit von Kerntrümmern, die bei Kernspaltungsprozessen auftreten, die Messung der Lebensdauer von Kernpartikeln und Kernanregungszuständen, die Bestimmung des Zeitintervalles zwischen zwei auf den gleichen Elementarakt zurückzuführenden Ereignissen, die Messung der Strahlungsintensität starker radioaktiver Präparate durch Auszählung aller innerhalb eines fest vorgegebenen sehr kleinen Zeitintervalles und Volumenbereiches auftretender Kernpartikel, die Sortierung von Kernpartikeln oder Lichtquanten, die auf gleichartige Elementarprozesse zurückgehen, nach Zeitintervallen und Amplituden und so fort.

Die Vielzahl der aus physikalischen Überlegungen resultierenden Fragen sowie die Besonderheiten ihrer experimentellen Beantwortbarkeit haben die Entwicklung sehr zahlreicher Meßverfahren im Bereich der mit periodischen und nichtperiodischen Impulsfolgen arbeitenden allgemeinen, insbesondere Nanosekunden-Impulstechnik veranlaßt. Die heutige allgemeine Impulstechnik ist daher außerordentlich mannigfaltig. Über sie gewinnt man einen Überblick, wenn man die Methoden und Meßverfahren dieser Technik in einzelne, für sie charakteristische Funktionseinheiten aufgliedert. Von diesen sind die wesentlichsten:

### 1. Die Impulserzeuger

Unter ihnen stehen — vor allem für die Erzeugung von Impulsen mit rechteckförmigen Zeitverläufen — die drei Typen der Multivibratoren, der metastabile, der bistabile und der monostabile, weit im Vordergrund der Anwendung. Mit ihnen lassen sich Impulsflanken mit Dauern bis zu  $2 \cdot 10^{-8}$  s erzielen. Zu den Impulserzeugern gehören ferner gewisse Schaltschaltungen mit Sekundäremissionsröhre, mit denen Nadelimpulse bis zu  $1 \cdot 10^{-9}$  s Dauer herstellbar sind. Wegen der mit ihnen erzielbaren großen Impulsleistungen und sehr raschen Entladungsverläufe finden ferner die Gasentladungsröhren, in neuerer Zeit mit Wasserstofffüllung und besonderer Bauart, häufige Anwendung. Unter Ausnutzung der Laufzeitvorgänge in Kabeln lassen sich mit speziell entwickelten mechanischen Schaltern kürzeste Nadelimpulse bis unter  $10^{-10}$  s, jedoch großen zeitlichen Impulsabständen nicht unter 10 Millisekunden herstellen.

### 2. Die Impulsverstärker

Bis zu Bandbreiten von etwa 20–30 MHz kommt man bei ihnen noch mit speziell geschalteten Stufenverstärkern mit einer Röhre pro Stufe aus. Für größere Bandbreiten werden die sogenannten Kettenverstärker an-

gewendet. Mit ihnen erreicht man Bandbreiten unter Ausnutzung geeignet ausgewählter Röhren und sorgfältigstem Schaltungsaufbau bis zu 400 MHz.

### 3. Verzögerungsglieder

Zur zeitlichen Verzögerung von Auslöseimpulsen bei Methoden mit periodischen Impulsfolgen verwendet man in der Regel Phasenschieber oder spezielle Multivibratorschaltungen. Für physikalische Experimente, die zur meßtechnischen Verwertung von einzeln auftretenden, also nichtperiodischen Impulsen dienen, verwendet man Verzögerungsleitungen, und zwar im allgemeinen in der Form von Kabelnachbildungen oder speziellen Kabeln mit gewendelten Innenleitern und im Nanosekundenbereich kurze Stücke von Hochfrequenzkabeln.

### 4. Frequenzteiler, Frequenzvervielfacher bzw. Zählerschaltungen

Für Methoden mit periodischen Impulsfolgen verwendet man zum Zwecke hoher Zeitstabilität zwischen der Zeitbasis — beispielsweise durch einen Katodenstrahl auf den Schirm einer Braunschen Röhre geschrieben — und dem zu beobachtenden kurzzeitigen physikalischen Vorgang Frequenzteiler oder -vervielfacher der verschiedensten Art. Für nichtperiodische Ereignisse sind spezielle Zählerschaltungen im Gebrauch. Mit ihnen kann man noch Einzelereignisse zählen, die mit Zeitabständen von Bruchteilen einer Mikrosekunde, im Grenzfalle bis zu einigen Nanosekunden, auftreten.

### 5. Amplitudensortierer

Sie dienen dazu, vornehmlich durch Partikel- oder Lichtquantenzähler aufgenommene Ereignisse nach Maßgabe der Intensität zu sortieren, mit der sie meßtechnisch erfaßt werden.

### 6. Koinzidenzschaltungen

Diese Schaltungen spielen bei der experimentellen Beantwortung vieler Fragen der Kern- und Höhenstrahlungsphysik eine außerordentlich bedeutungsvolle Rolle. Ihrer Entwicklung wurde daher sehr viel Arbeit zugewendet. Wir verfügen infolgedessen heute über zahlreiche Koinzidenzschaltungen für die verschiedensten Zwecke mit Zeitintervallfixierungen bis zu einigen Nanosekunden.

### 7. Zeitsortierer

Zeitsortierer sind Schaltungen, mit denen bei kernphysikalischen Prozessen eine Sortierung der mit Partikelzählern angezeigten Elementarakte nach Zeitintervallen erfolgt.

### 8. Die Braunsche Röhre

Sie ist eines der vielverwendetsten Meß- und Beobachtungsgeräte zur mittelbaren Wiedergabe des Zeitablaufes physikalischer Vorgänge in graphischer Darstellung. Ihre Verwendung bereitet bis zu Zeitaufösungen von  $10^{-8}$  s keine besonderen Schwierigkeiten. Für höhere Zeitaufösungen müssen die Ablenkplatten mehrfach unterteilt und auf sie das Prinzip angewendet werden, das bei den Kettenverstärkern genutzt wird, um zu Verstärkern mit großer Bandbreite zu kommen. Mit einer solchen Anordnung kann man dann noch Zeitaufösungen bis zu einigen  $10^{-10}$  s erreichen. Die in der Physik in Gebrauch befindlichen und nutzbaren Meßverfahren der allgemeinen Impulstechnik im Sinne der Eingangsausführungen ergeben sich aus einer Kombination von in der Regel mehreren der angeführten Funktionseinheiten. Für die einzelnen Funktionseinheiten existieren zum Teil außerordentlich viele mögliche Ausführungen, insbesondere für die Fälle geringerer Forderung bezüglich zeitlicher Auflösung. Sie müssen daher nach den speziellen Eigenschaften, die ihnen anhaften, und den Zwecken ausgewählt werden, für die sie in Verwendung kommen sollen. Infolge der Vielzahl der bekannten Ausführungsformen, besonders bei einzelnen Funktionseinheiten, ergibt sich dadurch eine Fülle von möglichen Versuchsanordnungen für die verschiedensten Zielsetzungen. Auf sie sei im Rahmen dieses Referates nicht weiter eingegangen. Ausführungen über Einzelheiten der möglichen Verfahrensschemata bei der Kombination der Funktionseinheiten und über erprobte Schaltungen werden einer besonderen Veröffentlichung vorbehalten.

### Probleme der Mehrfachausnutzung von Nachrichtenwegen mit Pulsmodulation<sup>2)</sup>

Es wurde einführend die Wirkungsweise der bekannteren Pulsmodulationsverfahren neben derjenigen der Amplituden- und Frequenzmodulation beschrieben. Der Vortrag beschäftigte sich hauptsächlich mit dem Frequenzbandbedarf der Pulsmodulationssysteme für die Übertragung vieler Gespräche, der verkoppelt ist mit der Geräuschreduktion und dem Nebensprechen. Wenn man keine Geräuschreduktion anstrebt, wird der Bandbedarf bestimmt durch die Forderungen an die mindestens zulässigen Nebensprechdämpfungen. Sowohl bei der Pulsamplitudenmodulation

<sup>1)</sup> Autorenreferat eines von Prof. Dr. W. Kroebele in der Vortragsreihe „Impulstechnik“ (veranstaltet vom Außeninstitut der TU Berlin-Charlottenburg) am 11. 1. 1955 gehaltenen Vortrages.

<sup>2)</sup> Autorenreferat eines von Dr. H. Holzwarth in der Vortragsreihe „Impulstechnik“ (veranstaltet vom Außeninstitut der TU Berlin-Charlottenburg) am 1. 2. 1955 gehaltenen Vortrages.



(PAM) als auch bei der Pulsphasenmodulation (PPM) ist es am günstigsten, wenn der Übertragungsfaktor einer Gaußschen Fehlerfunktion möglichst nahe kommt. Die Genauigkeit der Annäherung ist nicht sehr kritisch, wenn man das Basisband etwa viermal so groß bzw. das Radiofrequenzband etwa achtmal so groß macht wie das Modulationsband, da die Nebensprechdämpfung sehr stark mit der Bänderweiterung ansteigt. In diesem Fall ist auch der Phasenverlauf sehr gut linear mit der Frequenz, so daß sich ein besonderer Phasenausgleich erübrigt.

Opfert man das 5- bis 10fache Basisband bzw. das 10- bis 20fache Radiofrequenzband — diese Werte sind bei ausgeführten Anlagen üblich —, so tragen die Übertragungsgeräte praktisch zum Nebensprechen nichts bei, wenn ihre Netzwerke nur annähernd die Forderungen erfüllen, die in dem Vortrag untersucht wurden. Die Geräte sind dann sehr robust und unkritisch gegenüber Bauelementeschwankungen.

Die Pulsodemodulation (PCM) und die Delta-Modulation benötigen schon aus ihrem Prinzip heraus für das Basisband etwa das 10fache, für das Radiofrequenzband etwa das 20fache des Modulationsbandes.

Der erhöhte Aufwand an Frequenzband bringt bei der PPM-, PCM- und Delta-Modulation eine Reduktion der Geräusche mit sich, die sehr erwünscht ist. Die Reduktion ist bei der Pulsphasenmodulation zwar geringer als bei der Frequenzmodulation. Der Unterschied kann jedoch durch eine Kompressor-Expander-Schaltung, die allen Kanälen gemeinsam ist, ausgeglichen werden.

Hinsichtlich der Anforderungen an den Frequenzgang der Phase sind die Pulsverfahren viel weniger kritisch als die mehrfach ausgenutzte Frequenzmodulation. Bei dieser muß man im allgemeinen Phasenausgleichsglieder benutzen. Auf die zeitliche Stabilität der Übertragungsnetzwerke muß große Sorgfalt gelegt werden, auch wenn man das Radiofrequenzband etwa 10- bis 15fach größer macht als das Basisband.

### Die Anwendung der Impulstechnik in der Funknavigation <sup>3)</sup>

Die Vorteile und technischen Möglichkeiten der Impulstechnik werden in der Funkortung bei den Verfahren eingesetzt, bei denen die Standortbestimmung auf Entfernungsmessungen beruht. Das bekannteste Anwendungsgebiet ist die Radartechnik, die Kombination einer Richtungs- und Entfernungsmessung; die Laufzeit zwischen der Aussendung von Impulsen und Rückkehr der am Objekt reflektierten Strahlung zum Ausgangsort ist der Entfernung direkt proportional und nur von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen abhängig.

Als Navigationshilfen für Verkehrsmittel der Luft- und Seefahrt sind heute zwei Pulsmodulationsverfahren in großem Umfang eingesetzt: DME (Distance Measuring Equipment), welches die VOR-Anlagen (Drehfunkfeuer) zu einem Polarkoordinatensystem ergänzt, so daß Richtung und Entfernung von oder zu einer solchen kombinierten Station an Bord des Flugzeuges sinnfällig angezeigt werden können, und LORAN, ein Impuls-Hyperbelverfahren für Langstreckennavigation, bei dem an Bord des Schiffes oder Flugzeuges die Laufzeitdifferenz von Impulsfolgen gemessen wird, die von zwei Festpunkten synchronisiert abgestrahlt werden.

Beim DME werden von einem Bordabfragegerät (Interrogator) ausgesendete Impulse (30/s) von einer Bodenantwortstation (Transponder) aufgenommen und auf einer neuen Frequenz wieder ausgesendet (Abb. 1); der Empfänger des Bordabfragegerätes nimmt die Impulse wieder auf und bringt die Laufzeit Bord—Boden—Bord unter Berücksichtigung der Verzögerung in den Geräten an einem in Meilen geeichten Instrument direkt zur Anzeige. Der Aufgabenstellung als Kurzstreckenhilfe entsprechend, konnten für dieses Verfahren Frequenzen um 1000 MHz verwendet werden, die in ihrer Ausbreitung den optischen Gesetzen folgen. In ebenem Gelände werden bei einer Meßgenauigkeit von  $\pm 3\%$  Reichweiten von etwa 110 km in 1000 m Flughöhe bzw. 360 km in 10000 m Flughöhe erzielt. Die hohen technischen Forderungen, die von der Internationalen Zivilluftfahrt-Organisation unter Berücksichtigung einer zukünftigen Verkehrsdichte gestellt werden mußten, konnten durch einige interessante Kunstgriffe der Impulstechnik gelöst werden.

100 Abfrage- und 100 Antwortkanäle wurden in einem Frequenzband von 960...986 MHz bzw. 1188...1215 MHz durch Anwendung der Impulsverschlüsselung (pulse multiplex) verwirklicht. Auf jedem HF-Kanal können zehn Kombinationen (modes) von Doppelpulsen mit Abständen von 14, 21...77  $\mu$ s eingesetzt werden, so daß in jeder Richtung zehn Hochfrequenzträger mit einem Kanalabstand von 2,5 MHz bei Impulsbreiten von 2,5  $\mu$ s ausreichen. Die Entschlüsselung (Prüfung des Impulsabstandes) erfolgt empfangsseitig über eine Koinzidenzschaltung. Als Laufzeitketten werden Nickeldrähte verwendet, an denen die Impulse als Kontraktionswelle mit einer Geschwindigkeit von  $4,5 \cdot 10^8$  cm/s entlanglaufen und durch Magnetostraktion an geeigneter Stelle abgenommen werden. Auch zur scheinbaren Erhöhung der Empfängerselektivität bis zu 100 dB für den Nachbarkanal werden Kunstgriffe der Impulstechnik verwendet, indem das Frequenzspektrum geprüft wird, das nur für Pulse des Arbeitskanals symmetrisch ist.

<sup>3)</sup> Autorenreferat eines von Dr.-Ing. E. Kramar in der Vortragsreihe „Impulstechnik“ (veranstaltet vom Außeninstitut der TU Berlin-Charlottenburg) am 15. 2. 1955 gehaltenen Vortrages.

Außer einer Echowunderdrückung und der Einführung einer künstlichen Grundlaufzeit zur Vermeidung des Zustopfs des eigenen Empfängers durch den Sendepuls bei kleinen Laufzeiten — diese Grundlaufzeit von 114  $\mu$ s, entsprechend 17 km Entfernung, wird bei der Anzeige eingeeicht — sei noch eine automatische Regelung erwähnt, welche bei gleichzeitiger Abfrage des Antwortsenders durch mehr als 50 Maschinen den Verstärkungsgrad des Empfängers so herabsetzt (automatic gain stabilization), daß nur die Abfragen von Maschinen in der Nähe der Anlage beantwortet werden, da für diese Entfernungsangaben wichtiger sind als für weiter entfernte (Abb. 2).

Von besonderem Interesse ist das Verfahren, das für die Entfernungsanzeige bordseitig verwendet wird. In einer Suchschaltung wird durch eine langsam ansteigende Sägezahnspannung zunächst ein Tor (gate) gegenüber dem Zeitpunkt des abgehenden Impulses so weit verschoben,

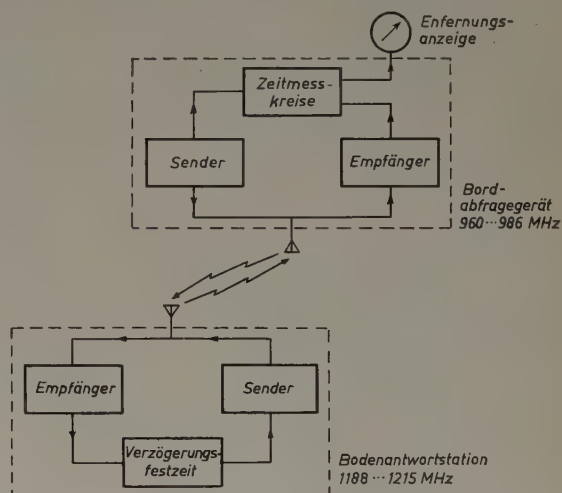


Abb. 1. Prinzip der Entfernungsmessung (DME)

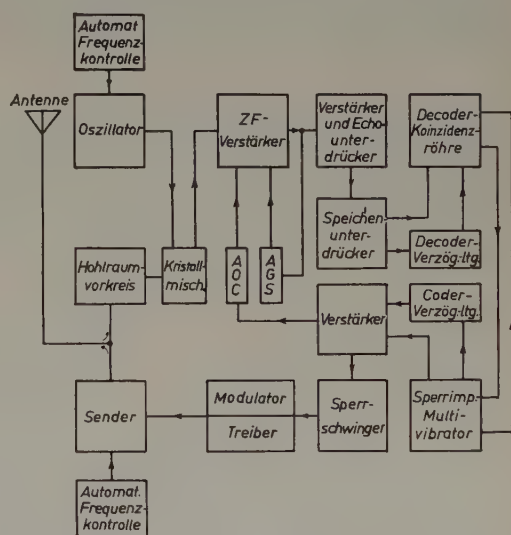


Abb. 2. Prinzip eines Bodenantwortsenders (Transponder)

bis der zurückkommende Impuls in diese Lücke hineinfällt, und dann durch eine Nachlaufschaltung in diesem Zeitabstand festgehalten; diese Laufzeit ist einem Katodenstrom proportional, der als Entfernungsanzeige dient.

Bei dem Hyperbelverfahren LORAN wurde die Impulstechnik zunächst nicht nur deswegen angewendet, weil durch die Anzeige am Braunschen Rohr ein genaues Zeitmeßverfahren eingeführt werden konnte, sondern auch um eine einwandfreie Trennung von Boden- und Raumwellenausbreitung zu ermöglichen. Nach eingehenden Messungen wurde der Frequenzbereich um 2 MHz gewählt in der Erkenntnis, daß die diese Wellen nachts reflektierende E-Schicht der Ionosphäre in ihrer Höhe von 100 km über der Erde nur so wenig schwankt ( $\pm 2,5$  km), daß auch die Laufzeit der Raumwellen für Fernortung auf sehr große Entfernungen zur Messung herangezogen werden kann.

Mit 100 kW Impulsspitzenleistung werden durchschnittliche Bodenwellenreichweiten von 1000 km, Raumwellenreichweiten von 2500 km bei einer Genauigkeit von 0,2...1% der Entfernung erzielt. Beim Standard-Loran werden die beiden Bodenstationen bei Abständen von max. 600 km



über Bodenwellen synchronisiert, beim SS-Loran (skywave synchronizing Loran) mit Raumwellen bei Stationsabständen bis zu 2000 km. Es sind vier Frequenzen zwischen 1750 und 1950 kHz vorgesehen und auf jedem HF-Träger je acht Pulsfrequenzen mit einer Ausgangsbasis von 25 Hz und einem Abstand von  $\frac{1}{16}$  Hz (also  $25, 25\frac{1}{16}, \dots, 25\frac{7}{16}$ ) bzw.  $33\frac{1}{3}$  Hz mit einem Abstand von  $\frac{1}{9}$  Hz ( $33\frac{1}{9}, 33\frac{2}{9}, \dots, 33\frac{8}{9}$ ), welche durch Teilung der Frequenz von 50 kHz eines Quarzoszillators hoher Konstanz

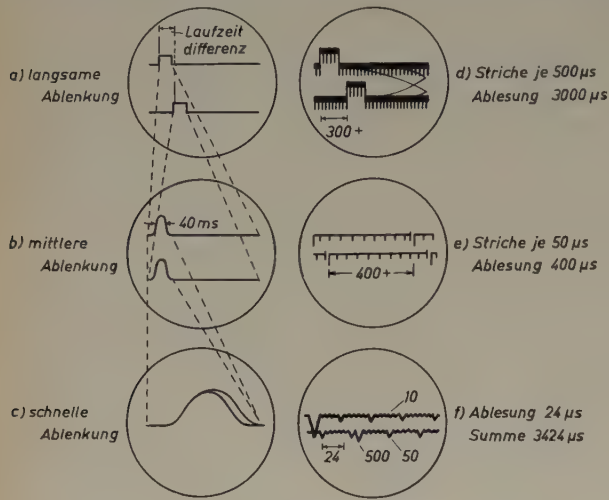


Abb. 3. Loran-Meßverfahren

mit Rückstellung abgeleitet werden. Da die Ablenkfrequenz des Braunschens Rohrs bordseitig mit der Pulsfolge des gewünschten Stationspaares synchronisiert wird, wird die Messung durch das Vorüberwandern von Impulsen anderer Stationen nicht gestört.

Von besonderem Interesse ist das Meß- und Anzeigeverfahren, durch das Laufzeitdifferenzen von einigen  $\mu$ s noch festgestellt werden können. Eine Pulsperiode wird auf dem Braunschens Rohr so auf zwei untereinanderliegende Zeilen geschrieben (Abb. 3), daß die Impulse der einen Station auf der oberen, die der zweiten auf der unteren Zeile erscheinen und die Laufzeitdifferenz als Abstand der beiden Impulse. Der untere Impuls wird nun durch Verschiebung der Ablenkphase der unteren Zeile in drei Stufen steigender Auflösung (höhere Ablenkgeschwindigkeit) mit dem oberen in seiner Anstiegsflanke zur Deckung gebracht und dann die hierzu erforderliche Verschiebung an eingeblendeten Zeitmarken abgelesen. Dieser Meßvorgang sowie eine Reihe von Impulsbildern unter verschiedenen Ausbreitungsverhältnissen wurden bei dem Vortrag durch einen Lehrfilm, der von der amerikanischen Marine zur Verfügung gestellt war, erläutert.

## Fernseh-Großprojektion<sup>4)</sup>

Das älteste Verfahren der Großprojektion von Fernsehbildern ist das Zwischenbildverfahren. Heute wird es nur noch selten benutzt, da der große Aufwand stört. Das Eidophor-Verfahren, in Zürich von Prof. Fischer und seinen Mitarbeitern entwickelt, ist in der Anwendung anscheinend zurückgestellt worden. Die Benutzung von Ultraschall für eine Durchsichtprojektion (Skophony-Verfahren) hat heute keine Bedeutung mehr. Durchsichtprojektionen mit Hilfe der Verfärbung von Kristallen und ebenso auch mechanische Verfahren kamen aus dem Versuchsstadium kaum heraus. Eine weitere Möglichkeit der Vorführung sehr großer Fernsehbilder bietet sich vielleicht in Zukunft durch die Verwendung großer Lumineszenzschirme.

Philips benutzt im Fernseh-Großprojektor eine Bildröhre mit 13 cm Durchmesser, die mit einer Anodenspannung von 50 kV betrieben wird. Das sehr helle Bild wird über eine Schmidt-Optik (Öffnungsverhältnis 1:1; Hohlspiegel 40 cm  $\varnothing$ ; freie Öffnung der Korrekionsplatte 28 cm) projiziert. Die mittlere Strahlleistung der Projektionsröhre ist etwa 25 W, der Strahlstrom 0,5...1 mA (Spitzenstrom 2 mA). Dieser verhältnismäßig sehr hohe Strahlstrom (eine Direktstrahlröhre hat vergleichsweise einen Strahlstrom von 1/10 mA) erfordert für den Aufbau der Röhre und für den Betrieb besondere Maßnahmen. Als Leuchtdichte des auf einer Wand von 3  $\times$  4 m projizierten Bildes wurden 50 Apostilb genannt. Die Projektionsentfernung ist dabei 8 m, die Vergrößerung etwa 40fach.

Alle Lichtbilder wurden während des Vortrags von einer in einem Nebenraum aufgestellten Fernsehkamera der Deutschen Philips GmbH mit Superikonoskop aufgenommen und über die Bedienungsanlage und einen Taktgeber auf den Projektor gegeben. Ein elektronischer Sucher erleichtert dem Kameramann das klare Erkennen des gewünschten Bildausschnittes. Die Kamera enthält einen Revolverkopf mit drei lichtstarken Objektiven (1:2f = 35, 75, 125).

<sup>4)</sup> Referat eines von Dr. H. Jensen, Hamburg, im Elektrotechnischen Verein Berlin E. V. am 24. 2. 1955 gehaltenen Vortrages

## Schnellansprechende magnetische Verstärker für drei Phasen<sup>1)</sup>

Der Steuerimpuls wird dem Magnetkern des magnetischen Verstärkers während einer Halbwelle der erregenden Wechselspannung aufgedrückt und wirkt sich während der folgenden Halbwelle steuerungsmäßig aus. Die Steuerung erfolgt im wesentlichen durch den Fluß im Kern, der eine hohe Remanenz und eine scharf ausgeprägte Sättigung aufweist.

Ein Vollwellen-Einphasen-Verstärker kann gemäß Abb. 1b in einer Brückenschaltung angeordnet werden. Dabei erhalten die Kerne 1 und 4 Steuerimpulse, während die Kerne 2 und 3 neue Impulse abgeben. Aus dieser Anordnung entsteht durch Hinzufügen eines dritten Zweiges zu der grundsätzlichen Brückenschaltung, deren Mitte an die dritte Phase der Speisespannung gelegt wird (Abb. 2), ein Dreiphasen-Vollwellen-Verstärker, der in der üblichen Weise auf die Halbwelle anspricht und die Spannungsverstärkung 1 ergibt.

Eine Versuchsausführung eines dreiphasigen Halbwellen-Verstärkers für 400 Hz mit einer Ausgangsleistung von 10 W, der durchweg mit Germanium-Dioden arbeitete, wurde untersucht. Es zeigte sich ein noch ungeklärtes Ansteigen des Amplitudenverhältnisses um 20 dB je Frequenzdekade im Bereich von 280 bis 300 Hz. Bemerkenswert ist das gute Ansprechen des Verstärkers auf Signalfrequenzen, die weit über der Flußerregung liegen.

Als besonders geeignetes Kernmaterial für mittlere und hohe Leistungen werden Nichteisenlegierungen, vorzugsweise Permalloy F, angesehen, die aber wegen ihres hohen Preises auch durch Siliziumbleche mit Kornorientierung und Crystalloy Typ „62“ ersetzt werden. Das zuletzt erwähnte Material hat eine Spitzensättigung von etwa 13 kG und nahezu 95% Remanenz.

Bei Dreiphasen-Verstärkern wird ein gegenseitiges Anpassen der Kerne für unerlässlich gehalten. Dies wird beispielsweise bei lamellierten Kernen durch Änderung der Anzahl der Bleche in den einzelnen Kernen erreicht, so daß sie alle beim gleichen Wert der angelegten Spannung gesättigt sind. Durch die Anpassung werden Abweichungen der Spannungsübertragungscharakteristik von der Linearität, namentlich im Gebiet niedriger Ausgangsspannungen, vermieden.

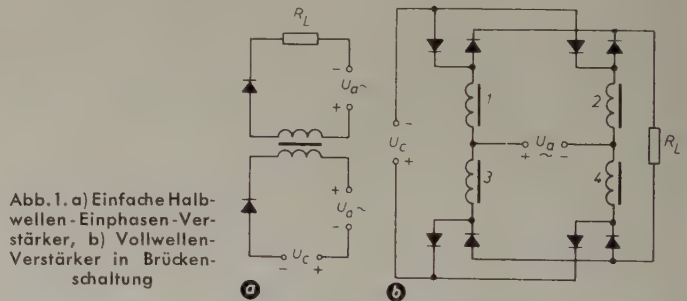


Abb. 1. a) Einfache Halbwellen-Einphasen-Verstärker, b) Vollwellen-Verstärker in Brückenschaltung

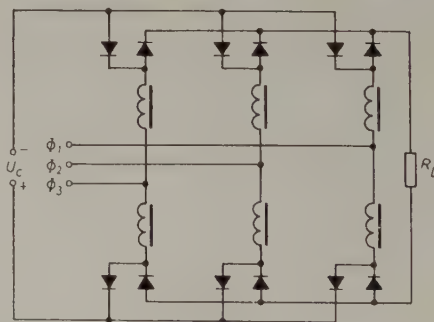


Abb. 2. Vollwellen-Dreiphasen-Magnetverstärker

Hinsichtlich der verwendeten Gleichrichter wird u. a. auf die Gefahr einer Wirkungsgradverschlechterung bis unter 70% beim Gebrauch einer erhöhten Anzahl von Gleichrichterplatten bei Hochleistungsverstärkern hingewiesen. Auch die Kapazität von Selengleichrichtern kann sich störend bemerkbar machen. Zur optimalen Ausnutzung der durch den Dreiphasen-Magnetverstärker gebotenen Möglichkeiten wird die Verwendung von Germanium- und Siliziumgleichrichtern in Vorschlag gebracht.

Der Einsatz eines Kernmaterials mit der Remanenz 0 ist nach einem Vorschlag von House (Trans. Amer. Instn. Electr. Engrs. Bd. 72 (1953)

<sup>1)</sup> Maine, A. E.: Three-Phase High Speed Magnetic Amplifiers. Electronic Engng. Bd. 26 (1954) Nr. 322, S. 514—521



T. 1, S. 728) dadurch möglich, daß der Windungssinn besonderer Steuerspulen umgekehrt wird. Hierdurch tritt eine Flußzunahme bis zur Sättigung während der ersten Halbwelle auf. Diese Arbeitsweise (als „presetting“ bezeichnet) erlaubt das Erreichen eines beliebigen Ausgangsniveaus der Erregung für den Beginn der zweiten Halbwelle und soll auch für den Dreiphasen-Magnetverstärker höherer Leistung die Verwendung weniger hochwertiger Kernmaterialien ermöglichen. Ein weiterer Weg zur Verwirklichung des gleichen Zieles wird in der Spannungs-Gegenkopplung nach Scorgie (Trans. Amer. Instn. Electr. Engrs. Bd. 72 (1953) T. 1, S. 741) gesehen, die an Hand eines Schaltschemas erläutert wird.

Mit Erfolg erprobt wurde für Dreiphasen-Magnetverstärker eine ebenfalls von Scorgie angegebene Methode, die Leistungsverstärkung durch eine Stromrückkopplung zu erhöhen.

Das Problem der Kopplung mehrerer Verstärkerstufen ist in zufriedenstellender Weise durch Verwendung einer „Konstant-Strom-Kopplung“ zu lösen, die im wesentlichen von einem aus einer Quelle hoher Impedanz mit Strom versorgten Gleichrichter in Form einer zwischen die beiden Stufen geschalteten Diode gebildet wird.

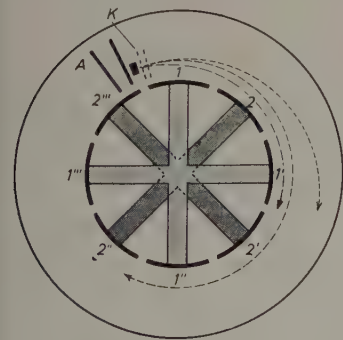
Um eine einwandfreie Arbeitsweise auch bei kleinen Signalspannungen zu ermöglichen, werden nach einem weiteren Vorschlag von Scorgie sämtliche ausgangsseitigen Gleichrichter entfernt und durch Anwendung einer 100%igen Spannungsgegenkopplung ersetzt.

Über bauliche Einzelheiten praktisch ausgeführter Verstärker wird ausführlich berichtet; für die Kerne und ihre Wicklungen werden auch Daten genannt. W.

### Ein „Magnetron“ ohne Magnet<sup>2)</sup>

Im Philips-Forschungslaboratorium wurde eine Röhre entwickelt und untersucht, die nach folgendem Prinzip arbeitet (s. Abb.). Eine Elektronenkanone K erzeugt einen bandförmigen Elektronenstrahl mit einer Stromstärke von einigen mA. Der Raum, in den dieser Strahl eintritt, ist durch 2 konzentrische Hohlzylinder begrenzt, deren äußerer ein niedrigeres Potential hat als der innen liegende. Der innere Zylinder ist in 8 Segmente aufgeteilt, von denen je 4 miteinander und dem einen Draht eines abgestimmten Lechersystems verbunden sind. Man kann die Potentiale der beiden Zylinder so wählen, daß der Strahl auf einem bestimmten Radius eine Kreisbahn beschreibt und bei A aufgefangen wird.

Man wählt nun die Elektronengeschwindigkeit so, daß die Laufzeit zwischen den Punkten 1 und 2 (bzw. 1' und 2' usw.) etwa einer halben Periode des Lecher-Resonators entspricht. Es tritt dann die bekannte Wechselwirkung zwischen Resonanzsystem und Elektronenstrahl auf. Der Strahl unterliegt auf seiner Bahn dem Einfluß des Hochfrequenzfeldes zwischen je 2 Segmenten, und zwar so, daß insgesamt 50% der Strahllänge in einer Energie zuführenden Zone und 50% in einer Energie entnehmenden Zone verlaufen. Die Energie gewinnenden Elektronen erhalten eine radial nach außen gerichtete Bewegungskomponente, die Energie verlierenden bewegen sich nach innen. Die infolge der Energieaufnahme weiter nach außen laufenden Elektronen werden weniger durch das Hochfrequenzfeld beeinflusst und entziehen deshalb dem System auch weniger Energie, als von den Energie verlierenden — sich schrittweise den Segmenten nähernden — an das System abgegeben wird. Eine solche Anordnung arbeitet also als Oszillator. Es ist eine gewisse Ähnlichkeit mit einem Magnetron vorhanden, mit dem dieses System die Wechselwirkung zwischen HF-Feld und Strahl gemeinsam hat — auch hier werden solche Elektronen, die Energie vom HF-Feld aufnehmen und die Wirkung beeinträchtigen, eliminiert —, ein Magnetfeld wird jedoch nicht benötigt.



Eine Beziehung zwischen der Wellenlänge  $\lambda_0$  der Schwingungen und der Anfangsgeschwindigkeit  $U_0$  der Elektronen

$$\lambda_0 \sqrt{U_0} = \frac{2pc}{\sqrt{2e}} = \text{const}$$

(p = Abstand zwischen 1 und 2 bzw. 1' und 2' usw., c = Lichtgeschwindigkeit, e = Elektronenladung, m = Elektronenmasse) wurde aufgestellt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Die Versuchsröhre hatte einen Radius des inneren Zylinders von 13,6 mm, 8 Segmente, einen Bahnradius von 15,6 mm und einen Strom von 1,4 bis 5,9 mA. Eine Änderung von  $U_0$  von 100 auf 260 V ergab eine Wellenlängenänderung von 130 auf 72 cm. Rechen- und Meßwerte unterscheiden sich um maximal 6%. Die HF-Ausgangsleistung war von der Größenordnung einiger 10 mW. htg.

<sup>2)</sup> Versnel, A., u. Jonker, J. L. H., Philips Res. Rep. Bd. 9 (1954), S. 458—459



## Unabhängig von Netzspannungsschwankungen durch den neuen elektronischen Wechselspannungs-Stabilisator

**Type WS 6 mit Kaltleiter-Brückenstabilisierung**

Regeldaten:		
Durchgangsleistung	Netzspannung	Regelgenauigkeit
Bis 500 VA	190-240 V	0,1 %
Bis 1000 VA	205-230 V	0,1 %

**Besondere Kennzeichen:** Geregelte Spannung ist unabhängig von Netzfrequenz und unabhängig von Belastung zwischen 0 und Vollast - Regelung des Effektivwerts - Hohe Langzeit-Konstanz - Geringer Eigenklirrfaktor - Nach Instrument einstellbare Ausgangsspannung



### WANDEL u. GOLTERMANN

RÜNFUNK- UND MESSGERÄTE REUTLINGEN/WÜRTT.






**TE KA DE  
NÜRNBERG 2**

## TRANSISTOREN GERMANIUM- DIODEN KUPFEROXYDUL- GLEICHRICHTER RADIO-RÖHREN





# BORGWARD

## 3 1/2-4 To DIESEL

Der preiswerte Lastkraftwagen  
der Mittelklasse mit

- max. 4 to Nutzlast
- Druckluftvorspann zur Öldruckbremse
- Heizung u. Klimaanlage serienmäßig
- 95 PS - 2400 U/min.
- 14,5 l Normverbrauch

Zuverlässig im Einsatz -  
wirtschaftlich im Betrieb

DM 16900.-



BESSER  
fahren  
BORGWARD  
fahren

### Durchschlagserscheinungen in 3000-MHz-Hohlrohrleitern<sup>3)</sup>

Luftgefüllte Hohlrohrleiter für  $H_{01}$ -Wellen vertragen Belastungen bis zu 416 kW je  $\text{cm}^2$  ihrer Querschnittfläche, wobei  $2,9 \cdot 10^6 \text{ V/m}$  als Durchschlagsstrecke für Luft bei Zentimeterwellenlängen angenommen wird. Zur Untersuchung von Hochleistungs-Hohlrohrleitern wurde ein einfacher, robuster Modulator entwickelt, der direkt an ein 50-Hz-Netz angeschlossen wurde und eine Impulsscheitelleistung von 6 MW abgeben konnte (Abb. 1). Ein mit der Netzfrequenz synchronisierter Blockierungsschwingkreis wurde zum Auslösen eines ein Trigatron (gasgefüllte Röhre mit einer mit der Katode zusammenwirkenden Zündeinrichtung) enthaltenden Schwingungskreises benutzt. Sein Ausgang wurde an den Zündstift eines Ignitrons gelegt, das den Hauptimpulsschalter des Modulators bildete und die Entladung der künstlichen Leitung über den Impulstransformator bewirkt. Die Ausgangsleitung des nachfolgend angeordneten Magnetrans wurde mittels direkt ablesbarer Thermistor-Brücke gemessen. Der mit der Thermistorperle versehene Wellenleitungsabschnitt wurde über eine Richtungs-Ankopplung bekannter Kopplungszahl mit der Hauptwellenleitung verbunden (Abb. 2). Um die Ablesung der vorhandenen Scheitelspannung zu ermöglichen, wurde ein Dämpfungsglied in dem Thermistoranschluß so eingestellt, daß aus der von der Thermistorbrücke gemessenen Effektivleistung die Scheitelspannung abgeleitet werden konnte.

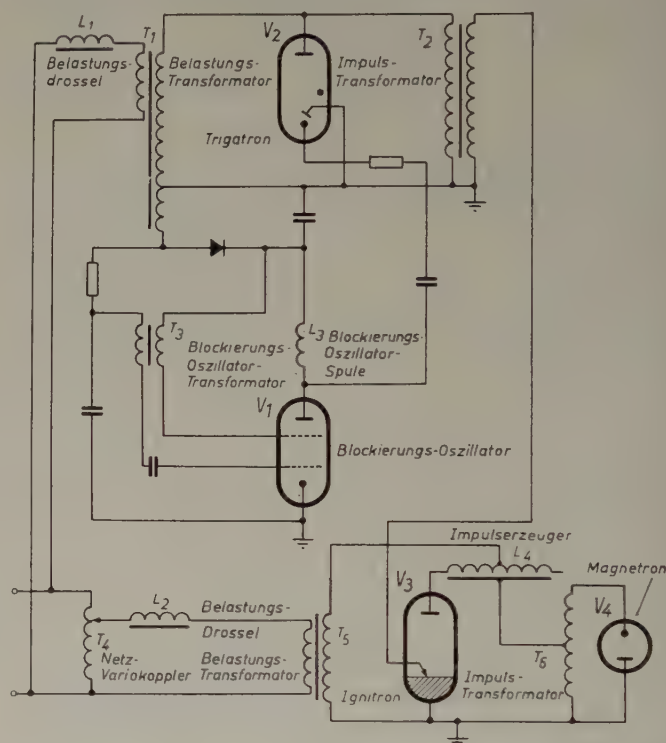


Abb. 1. Schaltbild des 50-Hz-Prüfmodulators

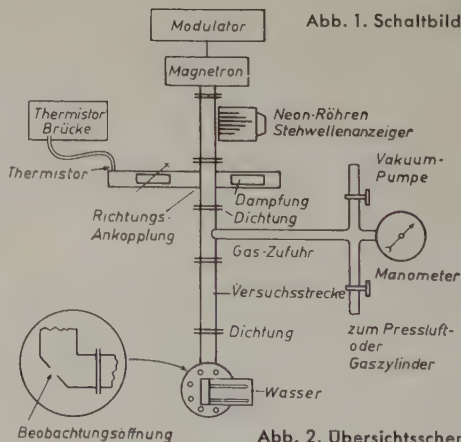


Abb. 2. Übersichtsschema der Versuchsanordnung

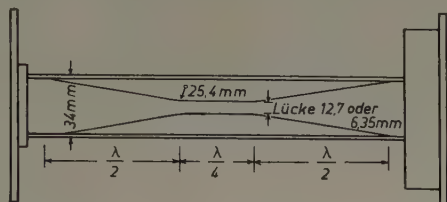
Die zu untersuchende Hohlleiterstrecke wurde, wie Abb. 3 zeigt, so ausgebildet, daß sie eine bekannte Lücke mit möglichst geringer Fehlanpassung in dem Wellenleitersystem bildet. Sie war 200 mm lang und wies eine Verengung von 34 mm an beiden Enden auf 6,35 mm in der

<sup>3)</sup> Sutherland, J. W.: Electrical Breakdown in Waveguides at 3000 Mc/s. Electronic Engng. Bd. 26 (1954) Nr. 322, S. 538—540



Mitte auf. Beide Verjüngungen erstreckten sich je über eine halbe Wellenlänge, der 34 mm weite Abschnitt über  $\frac{1}{4}$  Wellenlänge. Die Versuchsstrecke wurde durch 0,5 mm starke Glimmerplatten von 152 mm  $\varnothing$ , die mit einem Gummiring an einem Flansch befestigt waren, den angrenzenden Abschnitten der Hohlleiterstrecke gegenüber abgedichtet. In die von einer H-Ebene gebildete Abwinkelung wurde ein kleines Loch zur Beobachtung der Durchschläge im Hohlleiterinnenraum gemacht.

Abb. 3.  
Schnitt durch die bei den Durchschlagsversuchen benutzte Wellenleiterstrecke



Bei den Versuchen wurde insbesondere auch der Einfluß der Impulsfolgefrequenz auf die Durchschlagserscheinungen geklärt. Es zeigte sich bei diesen unter Verwendung eines kontinuierlich von 50 bis 750 Hz regelbaren Modulators durchgeführten Untersuchungen, daß das den Beginn eines Durchschlags anzeigende „Ticken“ bei einem Leistungsniveau eintrat, das unabhängig von der Impulsfolgefrequenz war. Allerdings nahm die zum Aufrechterhalten eines Durchschlags erforderliche Leistung schnell mit der Zunahme der Impulsfolgefrequenz ab. Die Versuche mit dem 50-Hz-Modulator wurden deshalb sämtlich auf den Beginn des „Tickens“ als Anzeichen des beginnenden Durchschlags bei einzelnen Impulsen abgestellt.

Die Messungen erfolgten bei unterschiedlichen Luftdrücken und ließen erkennen, daß das Gesetz von Paschen, wonach bei Gleichspannungsbeanspruchung der Gasdruck umgekehrt proportional der Durchschlagsspannung ist, wenigstens angenähert auch bei Zentimeterwellenlängen gilt. Als Gasfüllungen wurden Schwefelhexafluorid und Difluordichlormethan (unter der Bezeichnung „Arcton 6“ im Handel) erprobt. Die Ergebnisse der Messungen zeigten ein Verhältnis der Belastungsfähigkeit des Wellenleiters bei Füllung mit Luft, „Arcton 6“ oder Schwefelhexafluorid von angenähert 1 : 9 : 10 $\frac{1}{2}$ . Als wichtigstes Ergebnis der Untersuchung wird die Tatsache angesehen, daß man durch Verwendung des billigen ungiftigen, leicht erhältlichen „Arcton 6“ die Belastungsfähigkeit eines Hohlrohrleitersystems auf den 8- bis 9fachen Wert steigern kann. W.

#### Erzeugung von Eichfeldern in abgeschirmten Räumen<sup>4)</sup>

Zur Eichung von Rahmenantennen benötigt man ein Feld bekannter Größe und Richtung. In einem nach außen hin abgeschirmten Raum wird zu diesem Zweck eine Leitung gespannt, die an ihrem Ende reflexionsfrei abgeschlossen und an ihrem Anfang mit dem Meßsender verbunden ist. Zur Berechnung des von dieser Leitung erzeugten Feldes wurden bisher Gleichungen verwendet, die nicht genau genug sind. Bei höheren Frequenzen ist nämlich die bei ihnen vorausgesetzte quasistationäre Stromverteilung nicht vorhanden, bei niedrigen Frequenzen ist die Bedingung einer idealen Spiegelung an den Begrenzungswänden des Raumes nicht erfüllt. Deshalb wird eine neue Gleichung für das magnetische Feld aufgestellt, die bis auf 1% genau ist, vorausgesetzt, daß die Höhe des Raumes  $h \geq$  Breite des Raumes  $w$  (quer zur Drahrichtung) ist.

Setzt man  $I$  = Strom im Draht,  $d$  = Abstand des Drahtes von der Decke,  $x_0$  = Abstand des Ortes senkrecht unter dem Draht, für den die magnetische Feldstärke berechnet wird, von der Decke und ferner  $\alpha = \pi d/w$ ,  $\beta = \pi x_0/w$ ,  $\gamma = \pi h/w$ , so erhält man nach einigen Vereinfachungen, durch die keine Fehler von mehr als 1% entstehen,

$$H_{\text{total}} = \frac{I}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{w} \left[ \frac{2 \sinh \pi d/w}{\cosh(x_0 + 2nh)\pi/w - \cosh \pi d/w} - \frac{2 \sinh 2\pi d/w}{\cosh 2(x_0 + 2nh)\pi/w - \cosh 2\pi d/w} \right]$$

Ist der zu eichende Rahmen so groß, daß die Veränderung des Feldes innerhalb seiner Abmessung berücksichtigt werden muß, so ist eine andere Formel anzuwenden, die den Mittelwert für eine rechteckige Fläche angibt. Das mittlere Feld eines kreisrunden Rahmens wird dadurch bestimmt, daß man den Mittelwert von umschriebenem und eingeschriebenem Quadrat in Rechnung setzt.

Berücksichtigt man im Gegensatz zu der vorliegenden Rechnung nicht alle Spiegelungen an den Wänden, sondern nur die an der Decke, so ist der berechnete Wert in einem den üblichen Verhältnissen entsprechenden Fall um 20% zu niedrig; berücksichtigt man zusätzlich die Spiegelung am Boden, so wird der berechnete Wert um 28% zu hoch.

<sup>4)</sup> Haber, F.: Generation of Standard Fields in Shielded Enclosures. Proc. I.R.E. Bd. 42 (1954) Nr. 11, S. 1693—1698

GRUNDIG

H&B

## ELEKTRONISCHE MESSGERÄTE

Breitband-Oszillograph

Werkstatt-Oszillograph

Elektronischer  
Schalter

Röhrenvoltmeter

Resonanzmeter

Schwebungssummeer

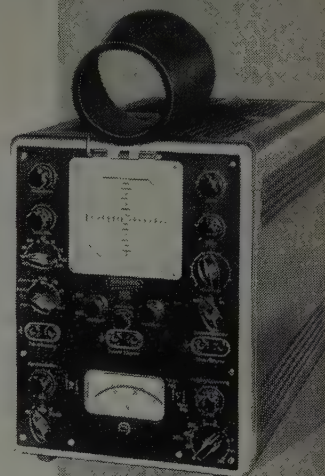
Rechteckgenerator

Fernseh-  
Signalgenerator

Fernseh-Wobbler

Rauschgenerator

Regel-Trenn-  
Transformator



HARTMANN & BRAUN AG FRANKFURT/MAIN

## Hochkonstant-Netzgeräte

mit elektronischer Regelung

Magnetische Spannungs-Gleichhalter mit untersättigtem Eisenkern:

### EINBAU - REGELTYPEN

mit mehreren Spannungen für Sender, Empfänger, Verstärker und Meßgeräte a. Art. Vernachlässigbar kleine Streuung, sehr geringe Eigentemperatur, kein störender Netzbrumm • Lange Lebensdauer

Normale Typen für Netzregelung werden von 10 bis 2000 Watt geliefert. Komplett anschlussfertig.



STEINLEIN, DÜSSELDORF

Regler + Verstärker

Erkratherstraße 120 / Telefon: 738 11

POTENTIOMETER

RUWIDO

RUWIDO

RUWIDO

WILHELM RUF KG  
ELEKTROTECHNISCHE SPEZIALFABRIK  
HOHENBRUNN BEI MÜNCHEN



Die angeführte Gleichung gilt zunächst nur für quasistationäre Stromverteilung und idealleitende Raumbegrenzung. In einer zusätzlichen Überlegung wird der Fehler, der bei höheren Frequenzen entstehen kann, abgeschätzt. Er ist bei 5 MHz kleiner als  $-0,5\%$ , bei 25 MHz kleiner als  $-5,0\%$ . Eine weitere Überlegung zeigt, daß jede Raumbegrenzung, die bei der verwendeten Frequenz abschirmt, als ideal leitend im Sinne der Gleichung zu betrachten ist. Bestehen Zweifel an der Güte der Abschirmung, so kann man diese durch eine einfache Messung nachprüfen. Aus dem Ergebnis dieser Messung läßt sich ein Maß für den Fehler ableiten, der bei der Feldberechnung äußersten Falls auftreten kann. *Roe*

## Überwachungs- und Regelgerät zur Steuerung eines lungenautomatischen Beatmungsgerätes<sup>5)</sup>

In der Medizin hat die neueste Entwicklung zu Geräten für die künstliche Beatmung geführt, bei denen der Atmungszyklus nicht von außen her bestimmt, sondern durch schwache vorhandene Atemzüge des Patienten gesteuert wird. An die Magengrube des Patienten wird ein Steuerkontakt angelegt und durch ein elektromagnetisch betätigtes Ventil dem Patienten während der Einatmung ein Luftstrom unter erhöhtem Druck zugeleitet.

Anstatt die Steuerimpulse direkt dem Beatmungsgerät zuzuführen, empfiehlt es sich, sie auf ein Überwachungs- und Steuergerät zu geben, das erst bei Absinken der Anzahl der natürlichen Atemzüge je Zeiteinheit unter einen bestimmten Wert (11/100 s) die künstliche Beatmung für eine gewisse Zeit einsetzen läßt. Durch Anwendung solcher Geräte wird die Atemhilfe den individuellen Erfordernissen des Patienten besser angepaßt und eine größere Sicherheit erreicht.

Das hier beschriebene Überwachungsgerät arbeitet mit Elektronenröhren, Relais und Schrittschaltwerken. Es besteht im wesentlichen aus

1. einem Zeitmarkengeber und -zähler zur Zeitmessung,
2. einem Impulszähler zur Zählung der Atemzüge,
3. einem Kontrollorgan, das bei Nichterreichen der vorgeschriebenen Impulszahl je Zeiteinheit das Steuersignal auslöst.

Es steuert ein Beatmungsgerät, dessen elektrische Ausrüstung sich aus dem Ventilmagneten und einer Röhren-, Relais- und RC-Gliederanordnung zur Regelung des einzelnen Ein- und Ausatmungsvorganges sowie zum eventuellen Beschränken der künstlichen Beatmung auf nur einzelne Atemzüge (dazwischen Pausen einstellbarer Dauer, in denen der Patient ohne äußere Hilfe atmen muß) zusammensetzt.

<sup>5)</sup> Gleghorn, P.: A General Purpose Monitor and Trigger. Electronic Engng. Bd. 26 (1954) Nr. 319, S. 383—385, 2 Abb.

Der Zeitmarkengeber und -zähler des Überwachungsgerätes arbeitet nach dem in Abb. 1 dargestellten Prinzip. Ein Relais im Anodenkreis einer Röhre steuert einen Kontakt im Gitterkreis. Über diesen Kontakt erhält das Gitter eine negative Sperrspannung. Sperrt nun die Röhre, so öffnet sich der Kontakt,  $C$  wird über  $R$  entladen, das Gitter wird positiver und der Anodenstrom wächst, bis das Relais wieder anzieht und die Röhre von neuem gesperrt wird.  $R$  und  $C$  sind so bemessen, daß alle fünf Sekunden ein Anodenstromimpuls entsteht. Mit diesen Impulsen wird ein Schrittschaltwerk gesteuert, das nach je 20 Schritten wieder in die Anfangsstellung zurückkehrt.

Bei dem Atmungszähler laufen die Impulse des Steuerkontaktes direkt auf ein Schrittschaltwerk, das nach dem 25. Schritt stehenbleibt. (Mehr als 25 Atemzüge je Kontrollperiode werden also nicht registriert.) Es wird in die Ausgangsstellung — ganz gleich von welchem Kontakt aus — zurückgeführt, wenn das Zeitmarkenzählwerk einen Umlauf vollendet hat.

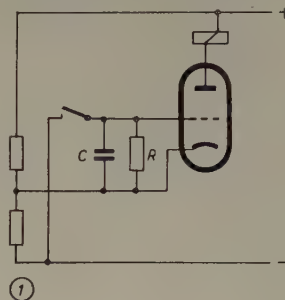


Abb. 1. Zeitmarkengeber

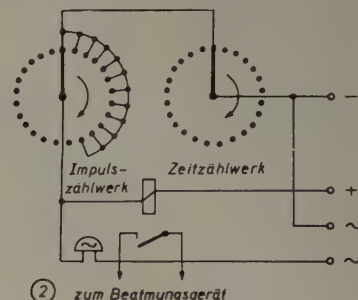


Abb. 2. Kontrollkreis

Der letzte Kontakt des Zeitzählwerkes schließt über die (untereinander parallel geschalteten) ersten 10 Kontakte des Impulszählwerkes den Stromkreis zum Einschalten des Beatmungsgerätes; gleichzeitig wird ein Glockensignal ausgelöst (Abb. 2).

Eine Reihe weiterer Vorrichtungen, auf die hier nicht eingegangen werden kann, sorgt für eine Information bzw. Alarmierung des Bedienungspersonals und für die automatische Beseitigung von Gefahren.

Die Originalarbeit bringt eine ausführliche Beschreibung des Überwachungsgerätes und des zugehörigen Beatmungsgerätes sowie ein Schaltbild, aus dem auch die Werte der Schaltelemente hervorgehen. *Scho*

**Band-Spulen**  
und  
**Wickelkerne**  
für alle  
**Magnettongeräte**

Verlangen Sie Prospekt K

**Schneider**

**CARL SCHNEIDER ROHRBACH-DARMSTADT 2**

**Warum machen Sie sich Sorgen?**

Unser **grüner Radio-Katalog** will Ihnen ja helfen!



Er kann es auch, denn mit seinen über 9000 Angeboten, die durch über 1000 eigene Abbildungen illustriert werden, sowie seinen Beschreibungen u. Erläuterungen ist er Deutschlands größter und bedeutendster Radio-Katalog und zugleich ein beliebtes Nachschlagewerk. Bitte überzeugen Sie sich selbst und bestellen Sie den **grünen Katalog** zu nur 1,— DM Schutzgebühr. Der inliegende 1,— DM-Gutschein wird bei Warenkauf in Höhe von 20,— DM voll in Zahlung genommen.

Die Lieferung erfolgt — solange Vorrat reicht — gegen Voreinsendung von 1,25 DM oder per Nachnahme zu 1,80 DM. Kostenlos erhalten Sie die Liste über Gelegenheiten in Meßgeräten und Röhren.

**Arlt Radio Versand Walter Arlt**

Berlin-Charlottenburg t, Kaiser-Friedrich-Str. 18, Tel.: 34 66 04/05

Berlin-Neukölln t, Karl-Marx-Str. 27, Tel.: 60 11 04/05 • Postscheck: Berlin West 197 37

Düsseldorf t, Friedrichstr. 61 a, Tel.: 8 00 01 • Postscheck: Essen 373 36

**ELKONDA**

Statische und  
elektrolytische

**Kondensatoren**

fertigt  
für alle Zwecke

ELKONDA G.m.b.H., München  
Infanteriestraße 7b

**VORSCHALTGERÄTE**

**Schwabe**

FÜR LEUCHTSTOFFLAMPEN  
UND QUECKSILBERDAMPF-  
HOCHDRUCKLAMPEN

KUCHEN/FILS (WTTBG.)



**RELAIS**

Fernsteuergeräte

Bauteile für die Fernmeldetechnik

**FRANZ BAUMGARTNER**

Fabrik elektrischer Apparate

KÖLN-NIEHL, Bremerhavenstraße 44



## Das Tacitron<sup>6)</sup>

Das Tacitron ist ein neuartiges Thyatron. Die sonst in Gasentladungsröhren vorhandenen Anodenspannungsschwankungen, die z. B. in der Nähe von empfindlichen Nachrichtengeräten mit Frequenzen bis zu mehreren MHz stören können, sind bei ihm verschwindend klein. Mit Hilfe seines Gitters kann die Entladung nicht nur gezündet, sondern auch in  $10^{-6}$  s unterbrochen werden, ohne daß die Anodenspannung Null zu werden braucht. Diese beiden für ein Thyatron ungewöhnlichen Eigenschaften werden dadurch erreicht, daß die Gasentladung auf den Gitter-Anoden-Raum beschränkt ist. Das Gitter hat 20 Öffnungen je cm und ist mit einer Abschirmung verbunden, die den ganzen Entladungsraum umgibt. In die eine, durch das Gitter abgeteilte Hälfte dieses Raumes ist die Oxydkatode, in die andere die Anode eingeführt (Abb. 1). Als Füllgas wird bei dieser Ausführung Xenon verwendet.

Die Wirkungsweise wird durch die Kurve gemäß Abb. 2 beschrieben. Sind z. B. beim ungezündeten Tacitron Anoden- und Gitterspannung entsprechend Punkt X eingestellt, und erniedrigt man  $U_g$  bis zum Punkt Y, so zündet das Tacitron, wenn die Zündkurve (die Kurve ganz rechts in Abb. 2) überschritten wird. Es wird sich jetzt ein dem Vorschaltwiderstand entsprechender Strom und eine entsprechend niedrigere Anodenspannung einstellen. Ist der Anodenstrom z. B. 50 mA, so braucht man, um das Tacitron zu löschen,  $U_g$  nur bis auf einen Wert links von der 50-mA-Kurve zu bringen (Punkt Z).

Wie bei einer Gasdiode ist auch bei der gittergesteuerten Gasentladung die stabile Anodenglimmschicht nur aufrechtzuerhalten, wenn bestimmte Bedingungen für das Verhältnis von Ionen- und Elektronenstromdichte eingehalten werden. Für das Tacitron ergibt sich die Bedingung

$$J_{pe}/J_{ec} < J_{pa}/J_{ea},$$

worin  $J_{pe}$  die Stromdichte der Ionen bedeutet, die in den Katoden-Gitterraum eintreten,  $J_{ec}$  die Stromdichte der Elektronen, die diesen Raum verlassen.  $J_{pa}$  ist die Stromdichte der Ionen, die aus dem Gitter-Anodenraum austreten und  $J_{ea}$  die Stromdichte der Elektronen, die in diesen Raum eintreten. Das Gitter wirkt gleichsam als Anpassungselement zwischen den Plasmen dieser beiden Räume. Damit die Glimmentladung

<sup>6)</sup> Johnson, E. O., Olmstead, J., u. Webster, W. M.: The Tacitron, A Low Noise Thyatron Capable of Current Interruption by Grid Action. Proc. I.R.E. Bd. 42 (1954) Nr. 9, S. 1350—1362

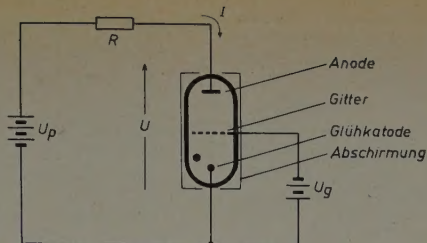


Abb. 1. Tacitron in Versuchsschaltung

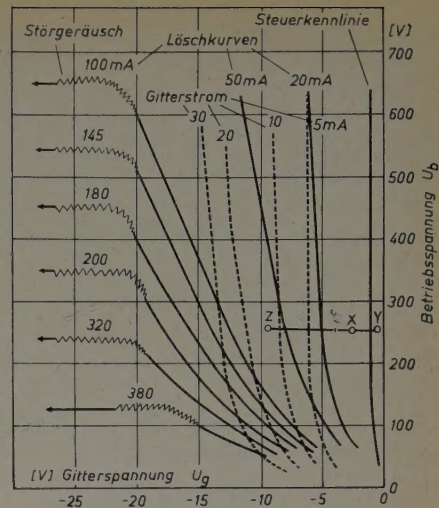


Abb. 2. Zünd- und Löschkurven eines Versuchstacitrons

nicht durch die Öffnungen des Gitters aus dem Gitter-Anoden- in den Katoden-Gitter-Raum übergreift, muß die Größe der Öffnungen kleiner sein als die mittlere freie Weglänge der Ionen und Elektronen.

Die Stromunterbrechung bei größerer negativer Gittervorspannung kommt dadurch zustande, daß die Gitteröffnungen durch eine Raumladungsschicht geschlossen werden. Dies ist — im Gegensatz zu den Verhältnissen beim gewöhnlichen Thyatron — möglich, weil der Mechanismus der Ionenerzeugung so verläuft, daß die Rückwirkung auf den Ausdehnungsvorgang der Raumladungsschicht gering ist. Die Raumladungsschicht liegt ferner überall in einem Gebiet, in dem die Teilchendichte und die Geschwindigkeit der Elektronen klein sind. Der Röhrenstrom und die Plasmadichte sind gleichmäßig über den Weg zwischen den Elektroden und über einen verhältnismäßig großen Querschnitt verteilt.

Die Möglichkeit der Stromunterbrechung und die Freiheit von störenden Anodenspannungsschwankungen haben als gleiche Ursache die stabile Anodenglimmentladung. Wenn die Glimmentladung durch die Gitteröffnungen in den Katoden-Gitterraum übertritt, entstehen Störungen durch die nunmehr instabile Gasentladung, und es ist nicht mehr möglich, den Strom durch Erhöhung der Gitterspannung zu unterbrechen. Roe.

## Stabilisatoren

und Eisenwasserstoffwiderstände zur Konstanthaltung von Spannungen u. Strömen

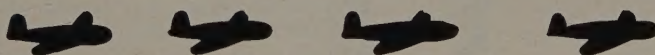


## Stabilovolt

GmbH.

Berlin NW 87 • Sickingenstraße 71

Telefon 39 40 24



FLIEGT AB 1. MÄRZ [ALS :

## NUR-LUFTFRACHT-DIENST

AB FRANKFURT/MAIN

NACH LONDON • NEW YORK-MONTREAL

MIT WEITERVERLADUNGSGELEGENHEIT NACH ALLEN WELTTEILEN

### AUSKÜNFTE ERTEILEN :

DIE GENERALAGENTEN FÜR DIE BUNDESREPUBLIK :

**HUGO STINNES G.M.B.H., MÜLHEIM/RUHR**

UND DIE ANGESCHLOSSENEN FIRMEN :

VEREINIGTE STINNES RHEINREEDEREIEN GMBH.

FRANKFURT/MAIN • FERNRUF: 3 29 51-3

JAKOB TREFZ & SÖHNE, STUTTGART

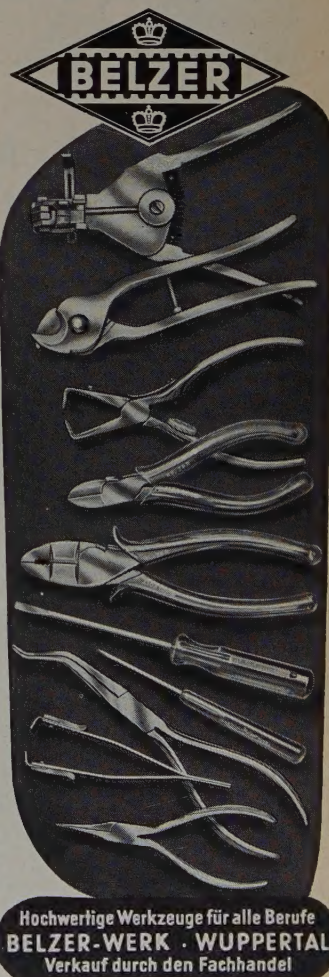
FERNRUF: 9 94 61

MATH. STINNES G.M.B.H., NÜRNBERG

FERNRUF: 2 51 54

M. RAST & SOHN, G.M.B.H., MÜNCHEN

FERNRUF: 6 42 25





**Zwei  
Neuerscheinungen!**



## DER ELEKTRONENSTRAHL- OSZILLOGRAF

AUFBAU · ARBEITSWEISE · MESSTECHNIK  
von J. CZECH

Eine umfassende Darstellung des Elektronenstrahl-Oszillografen und der modernen Meßtechnik mit mehr als 600 Original-Oszillogrammen und ausführlichen Baubeschreibungen für einen Klein-Oszillografen, einen Oszillografen für hohe Ansprüche und ein einfaches Mikroskop-Zeitbasisgerät. Gründliche Einführung in Aufbau und Arbeitsweise des neuzeitlichen Meßgerätes.

Eine wertvolle Hilfe für den Praktiker mit wichtigen Hinweisen für neue Meßmethoden, ein aufschlußreiches Lehrbuch für Dozenten und Studierende.

356 Seiten · 385 Abbildungen · Ganzleinen · 22,50 DM

## PRÜFEN · MESSEN ABGLEICHEN

Moderne AM/FM-Reparaturpraxis  
von WINFRIED KNOBLOCH

Neue rationelle Wege der Reparaturtechnik, Fehler-suche mit geringem Aufwand an Prüfgeräten und Arbeitszeit, die wichtigsten meßtechnischen Vorgänge und die gebräuchlichsten Abgleichmethoden werden in für die Praxis abgestimmter Form übersichtlich dargestellt.

Hervorragend geeignet für die Reparaturwerkstatt, für den KW-Amateur und den Praktiker, für Studierende und Lehrlinge.

67 Seiten · 50 Abbildungen · 4,50 DM

Zu beziehen durch jede Buchhandlung im In- und Ausland oder durch den Verlag

**VERLAG FÜR  
RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH  
BERLIN-BORSIGWALDE 108**

## NEUE BÜCHER

### Angewandte Nomographie, Teil I

Von F. Kießler. Essen 1952, Verlag W. Girardet. 135 S. m. 92 Diagrammen und 36 Tabellen. Preis Halbl. geb. 18,— DM.

Der I. Band des sowohl als Lehr- wie auch als Nachschlagewerk gleich-guten Buches von Kießler, der seit zwei Jahrzehnten Leiter der AWF-Nomographie-Lehrgänge im rheinisch-westfälischen Industriegebiet ist, zeichnet sich dadurch aus, daß er den Leser anregt, die vielfach bis in die kleinsten Einzelheiten durchgeführten Beispiele nachzuentwickeln, um ihn dadurch an Anwendungsmöglichkeiten der Nomographie in seinem eigenen Arbeitsbereich heranzuführen. Auf fast jeder Seite der Buches spürt man die große praktische Erfahrung des Autors und seinen sicheren Blick für den Kern des Problems.

Der Inhalt umfaßt neben den Grundlagen die Funktionsleiter als Element nomographischer Rechenhilfsmittel, Leitertafeln für den funktionalen Zusammenhang zwischen drei Veränderlichen, Leitertafeln mit zwei parallelen Leitern und einfache Sonderrechenstäbe. Netztafeln, Sonder-rechenstäbe mit zwei Zungen und Verbundnomogramme sind dem Teil II vorbehalten. —h

### Dezimal-Klassifikation

#### Fachausgabe Messen — Prüfen — Regeln — Schutz

Bearbeitet im Auftrage des Deutschen Normenausschusses von Dr.-Ing. Otto Frank. Herausgegeben vom Deutschen Normenaus-schuß (DNA), Berlin W 15 und Köln: Beuth-Vertrieb GmbH. 1954. DIN A 4. Preis brosch. 25,— DM.

Bei der kritischen Beurteilung des Wertes der Dezimal-Klassifikation wird oft übersehen, daß sie eine internationale und universale Ordnung auf-stellen will, die für alle Benutzer gleich gut brauchbar sein soll. Bearbeitet man ein spezielles Teilgebiet, dann wird es oft als lästig empfunden, daß die Zahlen den verschiedensten Abteilungen entnommen werden müssen.

Für das Sondergebiet „Messen — Prüfen — Regeln — Schutz“ hat sich der Bearbeiter mit Erfolg der verdienstvollen Aufgabe unterzogen, alle Zahlen, die diese Gebiete betreffen, zusammenzufassen.

Die Herausgabe dieser ausgezeichneten Zusammenstellung muß vorbehaltlos bejaht werden, und es wäre zu begrüßen, wenn in nicht allzu ferner Zeit auch für andere Fachgebiete ähnliche Fachausgaben erscheinen würden. R.

### Physics and Applications of Secondary Electron Emission

Von H. Bruining. London 1954, Pergamon Press Ltd. 178 S. m. 134 Abb. u. 11 Tab. Preis geb. 25 s.

Der bekannte Verfasser des bisher einzigen Buches über Sekundär-elektronenemission läßt diesem nach 17 Jahren ein weiteres Werk folgen, das die Forschungsergebnisse und die praktischen Anwendungen der letzten Jahre berücksichtigt. An dieser Forschung hat sich Bruining früher viele Jahre stark beteiligt. Das vorliegende Buch stützt sich jedoch vorwiegend auf die neueren Arbeiten zahlreicher Autoren, über die in gewissenhafter und vollständiger Bearbeitung berichtet wird.

Eine allgemein gültige Theorie der Sekundäremission gibt es noch nicht. So muß sich der Verfasser darauf beschränken, die verschiedenen Ansätze einer Theorie zu erläutern und zu diskutieren. Eine solche Betrachtung ist deshalb wertvoll, weil sie zur Klärung der Beziehungen zwischen der Sekundäremission und anderen Festkörpereigenschaften beiträgt. Einen besonderen Raum nimmt hierbei die Diskussion der in den letzten Jahren unter äußerst sauberen Versuchsbedingungen gewonnenen Meßergebnisse von Jonker ein, vor allem die Untersuchung der Winkelverteilung der Sekundärelektronen und der Ansatz zu einer Universalkurve der Ausbeute. Die Meßtechnik der Sekundäremission für Metalle und Isolatoren wird ausführlich behandelt. Der Bedeutung sauberster Versuchsbedingungen wird ein besonderer Abschnitt: „Experimental-Technik“ gewidmet. So-dann wird an Hand zahlreicher Meßergebnisse auf den Einfluß verschiede-ner Versuchsbedingungen eingegangen, z. B. der Kristallstruktur, der Temperatur, der Oberfläche, der Leitfähigkeit usw. Die Veränderung der Sekundäremissionsausbeute durch Adsorption von Atomen und Ionen umfaßt ein besonderes Kapitel.

Abschließend kommen die Anwendungen in folgender Unterteilung zur Sprache: Elektronenvervielfachung, Störungen durch Sekundäremission, Röhren mit Schichten auf isolierender Unterlage (Fernsehaufnahmeröhren und Speicherröhren).

Die Literaturübersicht ist nach Jahren geordnet; die meisten Arbeiten sind in den Jahren 1936 bis 1941 erschienen. Die insgesamt 393 Angaben können wohl als vollständig gelten. Das Schrifttum über Anwendungen ist getrennt verzeichnet unter Bezug auf die zugehörigen Abschnitte des Buches. Wenn man auch bisweilen bedauern muß, daß die vom Verfasser zusammengestellten Forschungsergebnisse nicht gegeneinander abgewogen werden, so machen die Vollständigkeit der Schrifttumshinweise und die klare Gliederung das Buch für die Einarbeitung in das Gebiet der Sekundärelektronenemission doch gut geeignet. H. te Grude





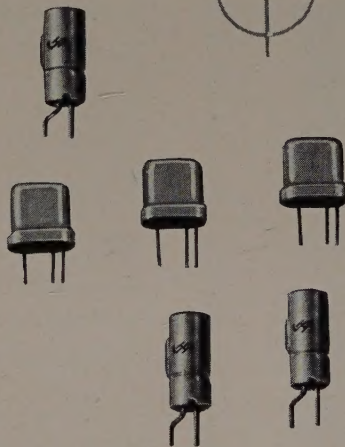
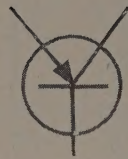
SIEMENS

# HALBLEITER

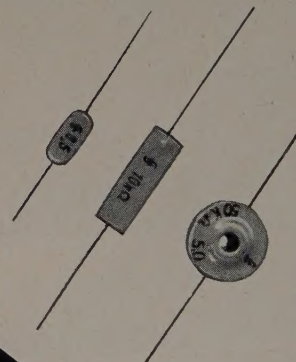
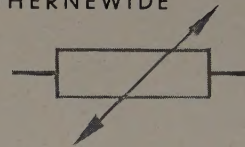
## RICHTLEITER



## TRANSISTOREN



## THERNEWIDE



### WIR FERTIGEN:

Germanium-Dioden und Diodenpaare  
für Rundfunk und Fernsehen  
Germanium-Dioden für Meßgeräte  
und technische Elektronik

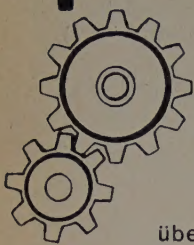
Spitzen- und Flächentransistoren  
Foto-Dioden  
Heißleiter für Meß- und Regelzwecke  
Heißleiter für Kompensation

SIEMENS & HALSKE AKTIENGESELLSCHAFT  
BERLIN · MÜNCHEN

Ro 10

Besuchen Sie uns auf der Technischen Messe Hannover in Halle 9





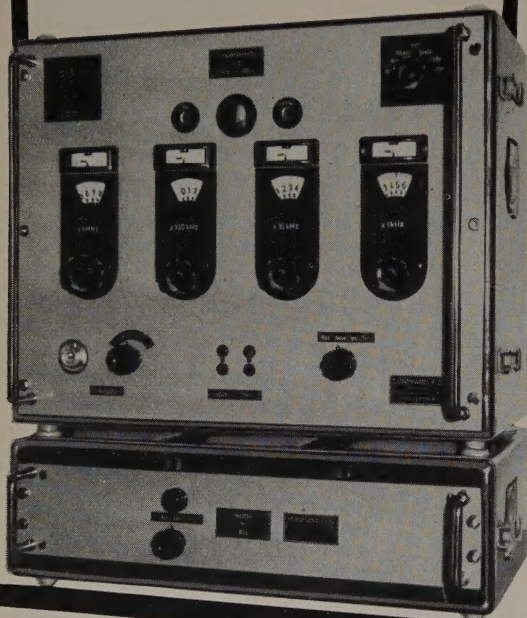
Starr wie ein

## Zahnradgetriebe

übersetzt die

### FREQUENZDEKADE

die 100 kHz-Eingangsfrequenz in eine der 30 000 dekadisch einstellbaren Ausgangsfrequenzen



## FREQUENZDEKADE ND5

der Frequenzumsetzer für eine Vielzahl von Anwendungen.

Die Genauigkeit ist unabhängig von:

Skaleneinstellung  
(im Synchron-Bereich)  
Klimaeinflüssen  
Netzspannungsschwankungen  
Röhrenalterungen

### REFERENZEN

in allen  
Europäischen Ländern

**SCHOMANDL KG**

München 25 / Balerbrunner Str. 28

Industriemesse Hannover, Halle 11, Stand 309

## AUS DEM INHALT

### APRILHEFT 1955

Band 9 (1955) Heft 4, Seite 131—171

B. Hoehl: Leistungsgeregelte elektronische Antriebe .....	131
R. Kretzmann: Fotoelektrische Längenabtastung .....	134
W. Lehfeldt: Ultraschall-Prüfung von Blechen und Bändern .....	135
P. Palić: Rückwärtszählung mit der dekadischen Zählröhre E1T .....	138
C. W. Faßbender: Anwendungen der radioaktiven Isotope in der Diagnostik, Therapie und medizinischen Forschung .....	140
K. Fischer: Elektronische Antennenverteiler .....	144
J. v. Harlem: Ferro- und ferrimagnetische Stoffe bei hohen Frequenzen, Schluß .....	147
E. Roeßler: Erklärungen für die beständigen Feldstärken unter 10 m Wellenlänge weit hinter dem Horizont .....	151
Industrielle Elektronik in Leipzig .....	156
Aus Industrie und Technik .....	158

### Vorträge

H. Fack: Die Impulsübertragung im Nervensystem .....	161
E. F. Spiegel: Der Aufbau von industriellen Fernsehanlagen und ihre Anwendung .....	161
W. Hahn: Fernsehen in der Elektrizitätswirtschaft .....	161
W. Meyer: Fernsehen im Braunkohlenbergbau .....	162
H. Hunger: Unterwasser-Fernsehen .....	164
F. W. Gundlach: Elektronenröhren für höchste Frequenzen .....	165

### Referate

Die Züchtung von Flächentransistoren .....	166
Anwendung von Gasentladungen in der Mikrowellentechnik .....	167
Windmessung auf akustischer Grundlage .....	169
Wanderfeldverstärker und Rückwärtswellen-Oszillatoren .....	169
Registrierung von physiologischen Drucken .....	170
Echo-Blindenleitgerät .....	170
Neue Bücher .....	171

### Beilagen

Inhaltskartei • Zeitschriftenauslese • Patentschau

Zeichnungen vom Atelier der ELEKTRONISCHEN RUNDSCHAU  
(Beumelburg, Kortus, Trester, Ullrich) nach Angaben der Verfasser

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH., Berlin-Borsigwalde, Eichborndamm 141-167. Telefonanschluß: Sammelnummer 49 23 31. Chefredakteur: Wilhelm Roth, Berlin-Frohnau; Stellvertreter: Albert Jänicke, Berlin-Spandau. Anzeigenleitung: Walter Bartsch, Berlin. Nach dem Pressegesetz in Österreich verantwortlich: Dr. W. Rob, Innsbruck, Schöpfstraße 2. Postscheckkonto ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU: Berlin, PSchA Berlin West Nr. 2854. Bestellungen beim Verlag, bei der Post und beim Buch- und Zeitschriftenhandel. ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU erscheint monatlich mit Genehmigung der französischen Militärregierung unter der Lizenz Nr. 47/4b. Der Nachdruck von Beiträgen ist nicht gestattet. Die ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU darf nicht in Lesezirkel aufgenommen werden. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin